



Amorçage et micro-propagation de fissure en fatigue à haute température à partir de défauts dans un superalliage monocristallin

Marion Geuffrard

► To cite this version:

Marion Geuffrard. Amorçage et micro-propagation de fissure en fatigue à haute température à partir de défauts dans un superalliage monocristallin. Matériaux. École Nationale Supérieure des Mines de Paris, 2010. Français. NNT : 2010ENMP0067 . pastel-00609109

HAL Id: pastel-00609109

<https://pastel.archives-ouvertes.fr/pastel-00609109>

Submitted on 18 Jul 2011

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

Ecole doctorale n° 432 : Science pour les Métiers de l'Ingénieur

Doctorat ParisTech
T H È S E

pour obtenir le grade de docteur délivré par

l'École nationale supérieure des mines de Paris
Spécialité "Sciences et génie des matériaux "

Marion GEUFFRARD

Le 6 octobre 2010

**Amorçage et micro-propagation de fissure
en fatigue à haute température à partir
de défauts dans un superalliage monocristallin**

Directeur de thèse : **Luc REMY**

Co-encadrement de la thèse : **Alain KÖSTER**

Jury

M. Jean PETIT, Directeur de Recherche CNRS, LMPM, ENSMA Poitiers

M. Franck MOREL, Professeur, LPMI, ENSAM Angers

Mme. Véronique DOQUET, Directeur de Recherche CNRS, LMS, Ecole Polytechnique

M. Philippe PILVIN, Professeur, LIMATB, Université Bretagne Sud

M. Luc REMY, Directeur de Recherche CNRS, Centre des Matériaux, Mines ParisTech

M. Alain KÖSTER, Maître de recherche, Centre des Matériaux, Mines ParisTech

M. François COMTE, Docteur Ingénieur, SNECMA

Rapporteur

Rapporteur

Examineur

Examineur

Examineur

Examineur

Invité

T
H
È
S
E

Remerciements

La thèse présentée dans ce manuscrit a été réalisée au centre des matériaux de l'école des Mines de Paris en collaboration avec l'entreprise SNECMA.

J'adresse toute ma reconnaissance aux membres du jury. C'était pour moi une évidence que PHILIPPE PILVIN préside ce jury de thèse. Il fait partie des personnes qui m'ont donné l'envie, et la détermination de me lancer dans une telle aventure. Je le remercie donc d'avoir fait l'honneur de présider ce jury de thèse. Je remercie JEAN PETIT et FRANCK MOREL d'avoir accepté la lourde tâche d'être rapporteur de ce mémoire, VERONIQUE DOQUET et FRANCOIS COMTE pour avoir accepté de l'examiner.

Je souhaite adresser mes plus sincères remerciements à LUC REMY pour ses précieux conseils tant au point de vue scientifique que sur l'orientation générale de la thèse. Je garderai longtemps en mémoire les longues discussions scientifiques que nous avons eues au téléphone, son soutien et ses encouragements qui m'ont permis d'aller jusqu'au bout.

Je remercie ALAIN KOSTER pour sa précieuse aide sur la partie expérimentale. Sa passion pour les essais est communicative et très stimulante. C'est donc avec un réel plaisir que j'ai pu réaliser toutes ces belles expériences et ce, toujours dans la bonne humeur. J'ajoute également des remerciements pour MATTHIEU RAMBAUDON et STEVE DUVINAGE pour leur précieuse aide et leur patience.

Je remercie tous mes encadrants SNECMA : ANTOINE PHELIPPEAU, BENEDICTE BONNET et ARNAUD LONGUET qui m'ont fait confiance et qui ont chacun à leur tour pu suivre ce travail.

Je remercie VINCENT MAUREL pour ses conseils parsemés de ci de là au cours de ma thèse. J'ai toujours considéré ses conseils très avisés.

Je ne suis pas peu fier de dire que je sais aujourd'hui dépouiller un diagramme de diffraction par rayon X grâce à LOIC NAZE ! Je le remercie pour le temps qu'il a pu consacrer et sa patience, moi qui ne connaissais pas particulièrement bien le monde de la cristallographie.

J'ai particulièrement apprécié évoluer durant ces 3 années au centre des matériaux que je considère comme un vivier scientifique duquel on en ressort enrichi. Je remercie donc le personnel du Centre des Matériaux qui m'a aidé, à un moment ou un autre, dans ce travail. Je remercie mes collègues de bureau, MARC, CHRISTOPHE, FATEN, THOMAS, AURELIE avec qui j'ai pu partager de nombreux fous rires couplés à des discussions plus sérieuses. Leur soutien n'est pas mesurable. Avec eux je remercie tous les autres thésards : FLORINE, LAURENT, BENOIT, NICOLAS, PIERRE,...Merci à tous.

Je remercie mes amis, avec qui j'ai pu m'évader au cours de soirée et de week end et qui ont fortement contribué à un équilibre plus que nécessaire pour cette aventure. Merci à CAMILLE, FRANÇOIS, LIONEL, PIERROT, AURELIE, FIFI, ANTHONY, NICOLAS, DAMIEN, SOPHIE.... Il est sûr que j'oublie certaines personnes ... Ils se reconnaîtront.

Merci à ma famille, pour votre soutien et votre présence qui me fait toujours chaud au cœur.

Enfin, merci à FABIEN pour sa patience, sa présence, son soutien qui m'ont donné la force d'aller jusqu'au bout... Ces mots ne sont pas suffisants pour exprimer toute ma gratitude.

Table des matières

Introduction.....	3
1 Présentation du matériau et techniques expérimentales.....	9
1.1 Présentation du matériau.....	9
1.1.1 Les superalliages.....	9
1.1.2 La fabrication des aubes.....	10
1.1.3 La microstructure de l'AM1.....	13
1.1.4 L'anisotropie cristalline.....	15
1.1.5 Les défauts de fonderie.....	16
1.1.6 Le comportement mécanique de l'AM1 sous sollicitations cycliques.....	19
1.1.7 Durée de vie de l'AM1.....	24
1.2 Techniques expérimentales.....	28
1.2.1 Caractérisation cristallographique des monocristaux par la méthode de Laue....	28
1.2.2 Géométrie des éprouvettes.....	30
1.2.3 Instrumentation de l'essai.....	32
1.2.4 Méthode de suivie de fissure.....	33
1.2.5 Détermination de la vitesse de propagation.....	36
1.2.6 Calcul du facteur d'intensité de contrainte.....	36
2 Analyse expérimentale de la micro-propagation de fissure.....	42
2.1 Amorçage et propagation de fissure longue dans l'AM1.....	42
2.1.1 Evaluation de l'amorçage de fissure.....	42
2.1.2 Les mécanismes de fissuration en fatigue dans l'AM1.....	43
2.1.3 Influence du rapport de charge.....	43
2.1.4 Influence de la fréquence.....	43
2.1.5 Effet de l'environnement.....	44
2.2 Comportement des fissures courtes.....	46
2.2.1 Vitesse de propagation des fissures courtes.....	46
2.2.2 Effet de la microstructure.....	47
2.2.3 Effet d'entaille.....	48
2.2.4 Fermeture de fissure.....	48
2.2.5 Considérations montrant l'inapplicabilité de la MLR.....	50
2.3 Résultats de micro-propagation de fissure.....	51
2.3.1 Le comportement cyclique.....	51
2.3.2 Evolution de la croissance de fissure.....	57
2.3.3 Analyse de la vitesse de propagation de fissure.....	62
2.3.4 Observations microstructurales.....	67
2.3.5 Effet de l'oxydation sur la propagation de fissure.....	83
2.4 Essai d'amorçage sur porosité naturelle.....	85
2.5 Bilan de l'analyse expérimentale.....	97

3	<i>Analyse mécanique de la micro-propagation de fissure dans les éprouvettes tubulaires entaillées.....</i>	99
3.1	Etat de l'art sur les approches.....	99
3.1.1	L'approche globale de la rupture en fatigue.....	99
3.1.2	MLR - Influence des termes de contrainte de non-singularité sur le champ en pointe de fissure.....	99
3.1.3	Approche locale	102
3.1.4	Approche non locale	103
3.2	Analyse de champ en fond d'entaille.....	106
3.2.1	Condition et maillage	106
3.2.2	Modélisation du comportement	110
3.2.3	Etude de convergence.....	112
3.2.4	Résultat pour l'éprouvette tubulaire entaillée à 0°.....	114
3.2.5	Influence de l'orientation	121
3.3	Résultat pour l'éprouvette tubulaire entaillée à 45°	123
3.4	Etude de l'influence du rayon d'entaille	124
3.5	Analyse par la mécanique linéaire de la rupture	127
3.5.1	Formulation de Bueckner : Rappel bibliographique.....	127
3.5.2	Résultats	128
3.6	Modélisation d'une fissure s'amorçant sur une entaille	131
3.7	Conclusions du chapitre.....	132
4	<i>Tentative de modélisation de l'amorçage à partir d'un modèle ingénieur.....</i>	134
4.1	La stratégie du modèle – les propriétés recherchées.....	134
4.1.1	L'approche locale de la propagation de fissure en fatigue.....	138
4.1.2	L'approche énergétique.....	138
4.1.3	Le modèle de propagation de fissure de Tomkins	139
4.1.4	Prise en compte du gradient de contrainte près du défaut.....	141
4.2	Présentation du modèle.....	143
4.2.1	Choix de l'élément de volume.....	144
4.2.2	Les équations du modèle basées sur une formulation énergétique.....	145
4.2.3	Prise en compte de l'effet d'échelle.....	149
4.2.4	Prise en compte des effets d'oxydation.....	150
4.3	Identification du modèle	155
4.3.1	La base de données expérimentale disponible.....	155
4.3.2	Identification des paramètres du modèle sur un élément de volume	155
4.4	Résultats du modèle	156
4.5	Application d'une approche non locale du modèle	167
4.6	Conclusions du chapitre.....	175
	Conclusions générales.....	177
	ANNEXE A.....	181
	ANNEXE B.....	189
	ANNEXE C.....	193
	Bibliographie.....	195

Introduction

Dans les turboréacteurs, les aubes de turbines sont les pièces qui subissent les sollicitations les plus endommageantes. En effet, la température des gaz brûlés, les forts gradients thermiques présents lors des phases de décollage et d'atterrissage, les efforts mécaniques centrifuges, la corrosion à chaud, les contraintes élevées induites par la géométrie complexe de la pièce sont à l'origine de l'endommagement des pièces. Ce sont les aubes qui conditionnent le rendement du réacteur. Les performances des moteurs sont directement liées à la température d'entrée de turbine (TET). Une augmentation de 50°C de la TET améliore d'environ 10% la poussée spécifique d'un moteur militaire double flux supersonique. Entre 1960 et 1980 la croissance de la TET s'est effectuée au rythme de 15°C par an. L'amélioration du rendement des turbomachines passe donc par une réduction de l'endommagement de ces aubes et par une meilleure description de son évolution en service.

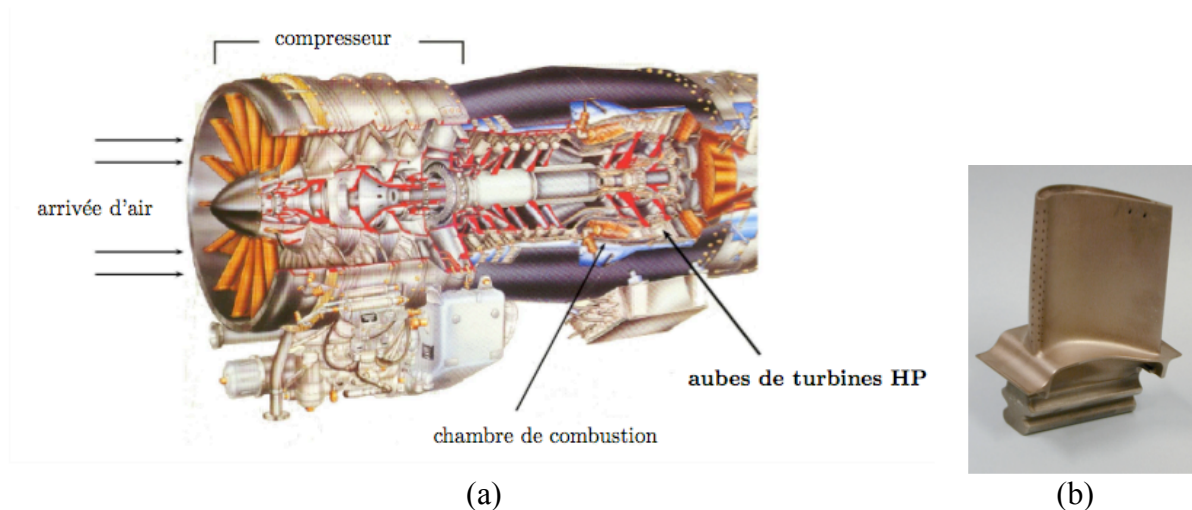


Figure 1.1-1 : (a) Moteur M88 (SNECMA moteur) – (b) Aube de turbine haute pression

C'est en 1930 que débutent les premières recherches sur les matériaux constitutifs des aubes de turbines de moteurs d'avions. Les superalliages ont été découverts par Bedford, Pilling et Merica en 1929 (Sims et al 1987) dans le cadre des recherches sur les alliages résistant à la corrosion (acier inoxydable austénitique). Vers la fin des années 1940 et pendant plusieurs années, les recherches sur les matériaux à haute température couvraient une large gamme de matériaux : des aciers inoxydables aux alliages réfractaires, en passant par les cermets. Versnyder (1982) rappelle les progrès de la métallurgie et des procédés d'élaboration dans les années 1950 qui ont rendu le potentiel des superalliages base cobalt et base nickel évident. Fawley (1972) remarque que les superalliages utilisés dans les premiers moteurs d'avions dans les années cinquante constituaient moins de 10% du poids du moteur, pour atteindre les 75% aujourd'hui. La réussite des développements des turbines haute température tient beaucoup à la compatibilité entre les matériaux et les conceptions de refroidissement avancées.

Depuis 50 ans, plusieurs axes de recherche ont permis d'améliorer la tenue des aubes en fatigue à haute température. Le premier axe concerne la géométrie des aubes. Pour répondre aux conditions thermodynamiques sévères, ces aubes sont maintenant creuses avec un circuit de refroidissement intégré et perforées en bord d'attaque et en bord de fuite. L'intérêt d'évider les aubes, jusqu'alors massives, permet de faire circuler à l'intérieur de l'air froid sous pression, prélevé au niveau du compresseur. Les perforations permettent la formation d'un film d'air à la surface de l'aube qui contribue à la limite de sa température de fonctionnement.

Un deuxième axe de recherche est la mise au point d'un revêtement protecteur qui permet de limiter la dégradation du superalliage principalement lors des transitoires thermomécaniques. Les aubes subissent un traitement thermochimique conduisant au dépôt d'une couche protectrice d'aluminure sur la surface du matériau.

Le troisième axe de recherche concerne le développement constant de nouveau matériau permettant d'améliorer la durée de vie. A l'origine, le matériau est un superalliage à base nickel constitué de gros grains. Mais les métallurgistes ont constaté que les joints de grains sont des sites privilégiés d'amorçage de fissure menant à la rupture de l'aube. Ils ont alors proposé de remplacer le matériau polycristallin par un alliage à solidification directionnelle ou autrement dit un superalliage équiaxe, c'est-à-dire avec plusieurs grains orientés (Versnyder et Guard, 1960). Enfin les procédés de solidification dirigée ont été améliorés pour élaborer des structures monocristallines c'est-à-dire sans joint de grains. De plus, la direction de croissance privilégiée des aubes étant de type $\langle 001 \rangle$ (direction où le module de Young est le plus faible), elle a permis d'améliorer la tenue de la pièce face aux sollicitations de fatigue. En élaborant des aubes dont l'axe longitudinal (le plus fortement sollicité) coïncide avec la direction de croissance dendritique de type $\langle 001 \rangle$, il est possible de diminuer les contraintes qui s'exercent sur l'aube de 20 à 30% par rapport à un matériau polycristallin de même composition. L'alliage base nickel AM1 a été développé par la SNECMA en collaboration avec l'ONERA, IMPHY SA et l'ENSMP. La figure 2 est l'une des illustrations possibles traduisant l'amélioration des propriétés des superalliages.

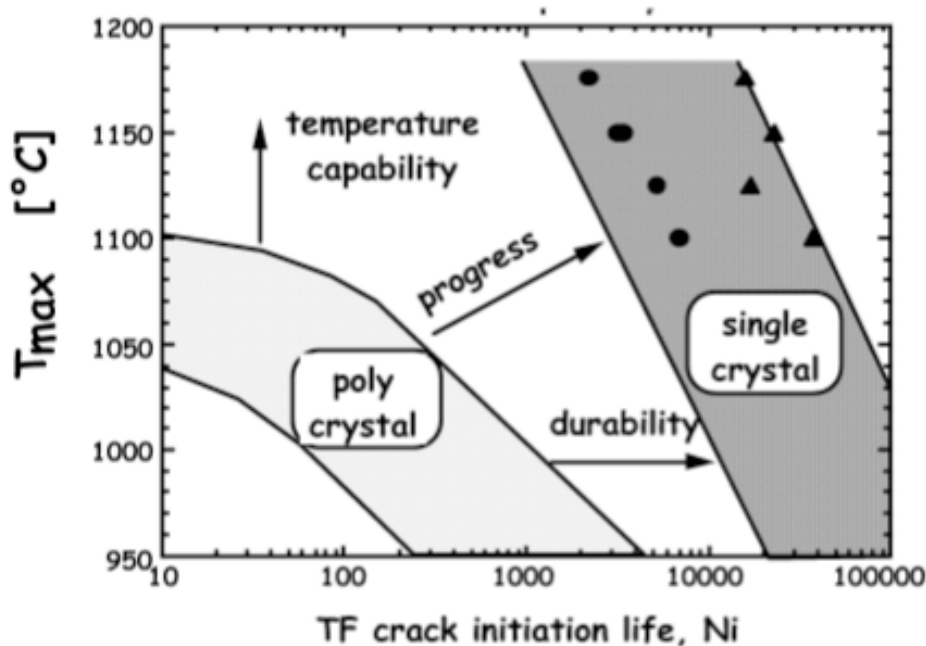


Figure 2 : Amélioration des propriétés des superalliages (Rezai-ARIA 2007)

Cependant, le procédé de fabrication des aubes de turbine monocristalline par solidification dirigée entraîne plusieurs types de défaut : pores, grains recristallisés, oxydes etc... La nocivité de certains défauts est mal connue, en particulier la durée de vie à l'amorçage de fissure à partir de l'un d'eux. Sous l'action de sollicitation cyclique, des microfissures se forment sur ces défauts, donnant naissance au bout d'un certain nombre de cycle à une fissure principale qui peut se propager et conduire à la rupture de la pièce. Les pièces massives des turboréacteurs comme les aubes de turbine sont des pièces dont la rupture n'est pas tolérée car elle mettrait en jeu l'intégrité du moteur et par la suite de l'avion. Ainsi,

tout progrès des méthodes de prévision de durée de vie a un grand intérêt économique. En effet pour réduire les coûts de maintenance préventive (remplacement ou contrôle périodique des pièces), il faut réduire l'incertitude sur la durée de vie potentielle de la pièce, ce qui passe, entre autres, par une amélioration des méthodes de prévision de durée de vie.

Tout d'abord l'étude du comportement mécanique de l'AM1 à haute température a été nécessaire pour estimer les contraintes et déformations sur ces pièces à la géométrie complexe (Poubanne, 1989 ; Hanriot, 1993). La compréhension des mécanismes de déformations plastiques à haute température a permis de développer des modèles de comportement prenant en compte l'anisotropie cubique du matériau, de la viscoplasticité qui apparaît à haute température et des sollicitations cycliques complexes tels que la fatigue, le fluage ou encore les surcharges.

La deuxième phase d'étude de l'AM1 a porté sur la caractérisation de l'endommagement (Defresne, 1989 ; Fleury, 1991 ; Vasseur, 1993). Ces études ont permis de mettre en évidence les facteurs influant sur l'endommagement comme l'orientation cristallographique, la fréquence, l'environnement. De plus, des analyses fractographiques ont permis de montrer que les fissures s'amorcent principalement sur des défauts de fonderie comme les pores, ou des carbures interdendritiques qui sont particulièrement sensibles à l'oxydation. Au sens métallurgique, on peut considérer qu'une microfissure inférieure à 50 μm constitue un amorçage de fissure. Pour l'ingénieur, l'amorçage de fissure correspond à une fissure de quelques dixièmes de mm. Dans ce cas, la durée de vie de la pièce est égale au temps d'amorçage. La maîtrise de la problématique fissure courte (fissure dont la longueur reste inférieure au mm) est un enjeu important pour les bureaux d'étude puisqu'elle permettrait d'étendre la durée de vie des pièces critiques comme les aubes de turbine. On comprend l'importance d'étudier la prédiction de durée de vie à l'amorçage car elle conditionne la durée de vie de l'aube.

La plupart des modèles de durée de vie sont trop conservatifs et ne décrivent pas bien la croissance de microfissure qui a lieu entre l'amorçage « métallurgique » et l'amorçage au sens de l'ingénieur. C'est pourquoi, il est nécessaire d'améliorer ces modèles pour prédire l'amorçage de fissure sur ces défauts.

L'objectif de cette étude est l'élaboration d'un modèle de micro-propagation de fissure sur défauts. Pour cela la propagation de fissure à partir de défaut doit être bien comprise. On s'intéresse à la nocivité d'entaille fines en étudiant l'amorçage et la micropropagation de fissure dans le but de simuler un pore idéalisé. La démarche consiste à identifier les paramètres influençant la micro-propagation de fissure (oxydation, champs de contrainte, effet de fréquence etc...) par le biais d'une analyse expérimentale et d'une analyse par éléments finis. Puis, à partir de ces informations, construire une stratégie pertinente de modélisation de durée de vie avec les phénomènes observés.

Ainsi le manuscrit d'article autour de quatre chapitres principaux :

Nous consacrerons une partie du chapitre I à décrire les différents défauts de fonderie et leurs origines. Nous rappellerons, les caractéristiques microstructurales du superalliage base nickel et son comportement mécanique sous sollicitations cycliques à haute température.

Pour étudier la micro-propagation de fissure sur défaut, nous proposons de réaliser des essais de fatigue sur des éprouvettes tubulaires contenant une micro-entaille que l'on assimilera à un pore. Nous présenterons les techniques expérimentales que nous avons mis au point pour caractériser la micro-propagation de fissure à partir de défaut.

Le chapitre II est consacré à l'étude de la propagation de fissure dans l'AM1. Dans un premier temps, une étude bibliographique sur la propagation des fissures longues et courtes

permettra de mettre en évidence les différents phénomènes observés expérimentalement depuis l'amorçage à la propagation de la fissure. Nous exposerons ensuite les résultats d'essais obtenus sur les éprouvettes tubulaires entaillées qui mettent en évidence les phénomènes à prendre en compte dans la micro-propagation de fissure sur des entaillées et également de définir les lois de croissance de microfissure. Nous exposerons également des résultats d'essais d'amorçage de fissure sur des pores naturels.

La présence d'un défaut dans une structure engendre des champs de contraintes et de déformation locale très importants et ces champs sont en partie responsable de l'amorçage de fissure. Nous proposons dans le chapitre III d'analyser l'influence de ces champs sur l'amorçage de fissure. Une étude bibliographique sur les différentes approches abordées pour modéliser la propagation de fissure est d'abord présenté. Puis nous exposerons les résultats de l'analyse par éléments finis sur des maillages d'éprouvette tubulaire entaillée. Nous analyserons les informations complémentaires à l'analyse expérimentale.

A partir des phénomènes observés dans l'étude expérimentale sur les éprouvettes tubulaires entaillées, ainsi que l'analyse par éléments finis des champs en fond d'entaille, nous avons obtenu plusieurs éléments qui nous permettent de définir les propriétés importantes pour l'élaboration du modèle de micro-propagation de fissure. Nous exposerons un état de l'art des modèles prenant en compte l'effet de fissure courte. Puis nous présenterons la stratégie adoptée pour l'élaboration du modèle et les résultats obtenus. On souhaite, par ce modèle décrire les vitesses de propagation au voisinage d'une entaille assimilée à un pore idéalisé.

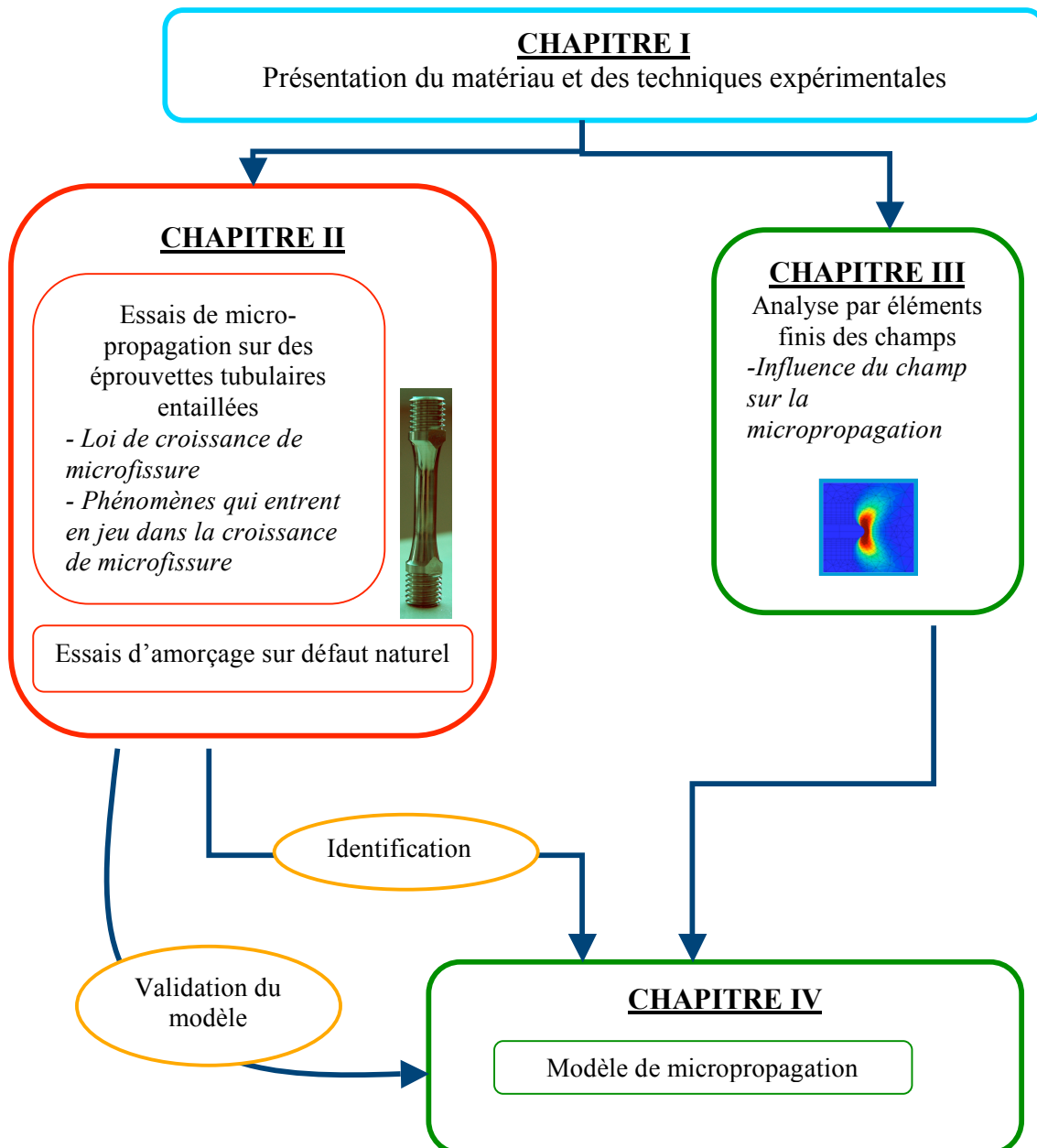


Figure 3 : Démarche suivie au cours de la thèse

Chapitre I

Présentation du matériau et des techniques expérimentales

Sommaire

1	<i>Présentation du matériau et techniques expérimentales.....</i>	9
1.1	Présentation du matériau.....	9
1.1.1	Les superalliages.....	9
1.1.2	La fabrication des aubes.....	10
1.1.3	La microstructure de l'AM1.....	13
1.1.4	L'anisotropie cristalline.....	15
1.1.5	Les défauts de fonderie.....	16
1.1.6	Le comportement mécanique de l'AM1 sous sollicitations cycliques.....	19
1.1.7	Durée de vie de l'AM1.....	24
1.2	Techniques expérimentales.....	28
1.2.1	Caractérisation cristallographique des monocristaux par la méthode de Laue.....	28
1.2.2	Géométrie des éprouvettes.....	30
1.2.3	Instrumentation de l'essai.....	32
1.2.4	Méthode de suivie de fissure.....	33
1.2.5	Détermination de la vitesse de propagation.....	36
1.2.6	Calcul du facteur d'intensité de contrainte.....	36

1 Présentation du matériau et techniques expérimentales

1.1 Présentation du matériau

Avant de détailler les propriétés microstructurales et mécaniques de l'AM1, il nous paraît important de revenir sur l'évolution des superalliages et de leurs élaborations. En effet, l'AM1 est le fruit d'une évolution technologique.

1.1.1 Les superalliages

Les matériaux utilisés pour les aubes de turbines ont beaucoup évolué au cours du temps. Les superalliages constituent une grande avancée dans le développement des matériaux pour turbine à gaz en général, permettant d'augmenter considérablement la tenue des matériaux aux hautes températures. Dans ce paragraphe, nous retraçons l'évolution des superalliages.

C'est en 1930 aux Etats-unis que les premières recherches furent effectuées. Vers la fin des années 1940 et pendant plusieurs dizaines d'années, les recherches sur les matériaux à hautes températures couvraient une large gamme de matériaux : des aciers inoxydables aux alliages réfractaires, en passant par les cermets. Comme le rappelle Versnyder (1982), les progrès de la métallurgie et des procédés d'élaboration dans les années 1950 ont rendu le potentiel des superalliages base cobalt et base nickel évident.

Issus d'une technologie empirique, les superalliages ont démontré leur influence favorable sur les performances des moteurs. Fawley (1972) remarque que les superalliages utilisés dans les premiers moteurs d'avions dans les années 1950 constituaient moins de 10% du poids du moteur, pour atteindre aujourd'hui les alentours de 75%.

Les performances des moteurs sont directement liées à la température d'entrée de turbine (TET). Une amélioration de 50°C de la TET améliore de 10% la poussée spécifique d'un moteur militaire double flux supersonique. Les matériaux, les procédés d'élaboration (fonderie à cire perdue, solidification colonnaire puis monocristalline) et les améliorations métallurgiques de chaque matériau ont contribué à une augmentation de la TET de 15°C par ans de 1960 à 1980.

La progression de la contrainte admissible en fluage-rupture provient d'une part de l'accroissement de la fraction volumique de phase durcissante γ' , permise par l'élaboration au four à induction sous vide, d'autre part de la fonderie à cire perdue dans les années 1960. Des éléments d'addition abaissent la température de brûlure des superalliages. Grâce à la solidification collonnaire permise par une solidification dirigée dans des fours à gradient thermique, la tenue en fluage et en fatigue est améliorée. Enfin, la suppression de tous les joints de grain est possible en sélectionnant une orientation de grain.

L'AM1, produit d'un programme de recherche impliquant les laboratoires Matériaux de l'ONERA, l'Ecole des Mines de Paris, Imphy S.A et SNECMA breveté en 1983, est un fruit de ces avancées technologiques.

1.1.2 La fabrication des aubes

Pour élaborer les aubes, le procédé à “cire perdue” avec noyau est utilisé. Le principe consiste à créer un modèle en cire, réplique exacte de la pièce à produire. Un noyau en céramique avec une géométrie très précise est inséré et tenu dans le modèle par des picots de platine. Le noyau correspond au volume exact de la partie creuse de l’aube. Le tout est enduit d’un matériau céramique réfractaire. Après durcissement de celui-ci par séchage, l’ensemble est étuvé pour fondre le modèle en cire et dégager l’espace qu’il occupait (d’où le nom de cire perdue).

Le superalliage en fusion est coulé dans la cavité obtenue entre noyau et carapace. Après solidification et refroidissement du métal, la carapace est détruite alors que le noyau disparaît par dissolution chimique dans un bain, dégageant la pièce métallique aux cotes définitives.

Reste à effectuer les perforations de dizaines de micros-trous par électroérosion ou par perçage laser alors que l’attache de l’aube sera rectifiée.

L’évolution de la composition et des procédés de fabrication d’élaboration des superalliages a été très intense dans les années 1950 et 1960. Mais un bond technologique a été fait en 1960 lorsque Versnyder et Guard (Versnyder F.I; Guard R.W 1960) ont montré l’intérêt des alliages à solidification dirigée (méthode de Brighman) pour les aubes de turbine haute pression. Les joints de grains sont parallèles à la direction de la sollicitation principale ce qui réduit énormément l’apparition d’endommagement de fluage aux joints de grains. De plus, la direction principale de l’aube correspond dorénavant à la direction de croissance $\langle 001 \rangle$ selon laquelle le module d’élasticité est le plus faible, ce qui réduit les contraintes d’origine thermique par rapport à la configuration équiaxe. L’évolution de la microstructure des aubes est observable sur la Figure 1.1-1.

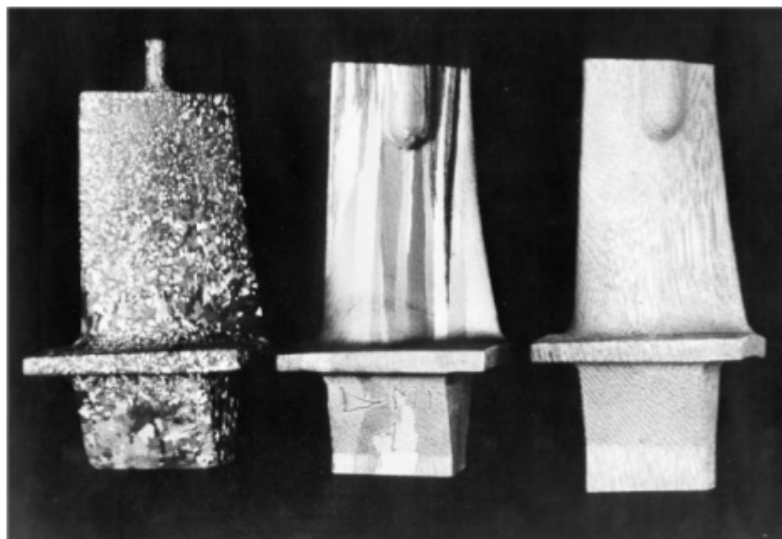


Figure 1.1-1 : Evolution de la microstructure des superalliages d’aube de turbine haute pression

Le principe de solidification dirigée est une méthode qui consiste à agencer puis orienter la croissance des grains de matière durant la solidification de l’alliage. Il s’agit de provoquer la “germination” de quelques grains dans des endroits spécifiques du moule en céramique situé dans le four et contenant l’alliage liquide. Le moule est déplacé à vitesse contrôlée dans le refroidisseur. La base du moule repose sur une sole refroidie, afin de favoriser la germination des grains de façon localisée. La croissance est dirigée par le gradient thermique, ce qui conduit à une structure polycristalline colonnaire. Poussée à l’extrême, cette technique a donné naissance aux “monocristaux” qui sont des pièces constituées d’un seul énorme grain

de matière ou monocristal. La structure monocristalline est obtenue en sélectionnant un seul grain au moyen d'un sélecteur intercalé entre la partie inférieure du moule et la pièce proprement dite et en gérant en continu le gradient de température du métal en fonction de sa vitesse de solidification.

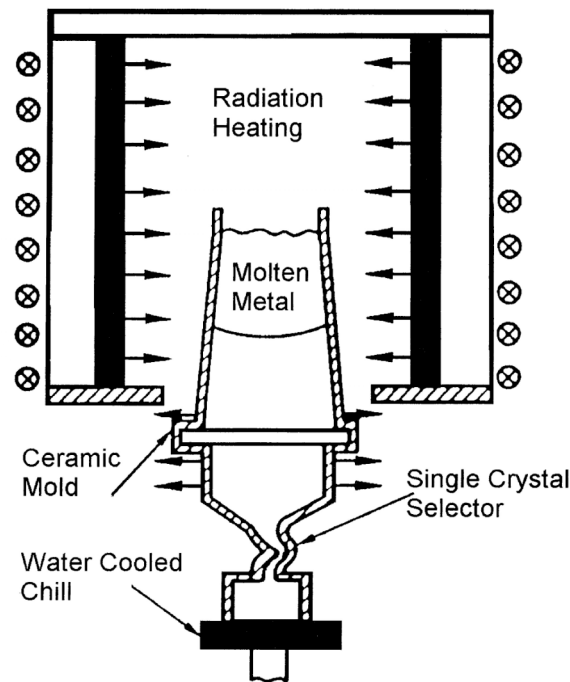


Figure 1.1-2 : Principe de la solidification dirigée des aubes de turbine

Par ce procédé de fabrication, l'orientation principale de l'aube de turbine est contrôlée. En effet, la direction du gradient thermique étant celle de l'axe $\langle 001 \rangle$ du grain sélectionné, il suffit d'incliner le moule d'un angle adéquat vis-à-vis de cette direction pour obtenir l'orientation cristallographique voulue.

Une procédure expérimentale a été identifiée pour examiner la qualité cristalline. La désorientation cristalline à l'intérieur du grain sélectionné est de l'ordre du degré et à l'intérieur même d'une dendrite de l'ordre de 3 à 5 min d'arc. Lors de la solidification unidirectionnelle, on observe que la désorientation diminue en fonction de la hauteur de l'aube. La précision de l'orientation demandée dépend de l'utilisation. Or dans le cas de l'orientation $\langle 001 \rangle$ qui est l'orientation naturelle pour la croissance dendritique, une imprécision de 5° est encore tolérable.

C'est par ce procédé de fabrication qu'ont été réalisés les barreaux de superalliage base nickel monocristallin utilisés pour cette étude. Il est possible de contrôler approximativement l'orientation cristallographique de l'axe du barreau. La direction du gradient thermique définissant l'orientation $\langle 001 \rangle$, il « suffit » d'incliner le moule d'un angle adéquat vis à vis de cette direction pour obtenir l'orientation cristallographique recherchée. Le principe est illustré Figure 1.1-3. Cette méthode suppose cependant d'avoir une information supplémentaire sur l'orientation secondaire du grain (orientation perpendiculaire à l'axe de croissance). Deux angles sont donc nécessaires pour définir une direction dans l'espace.

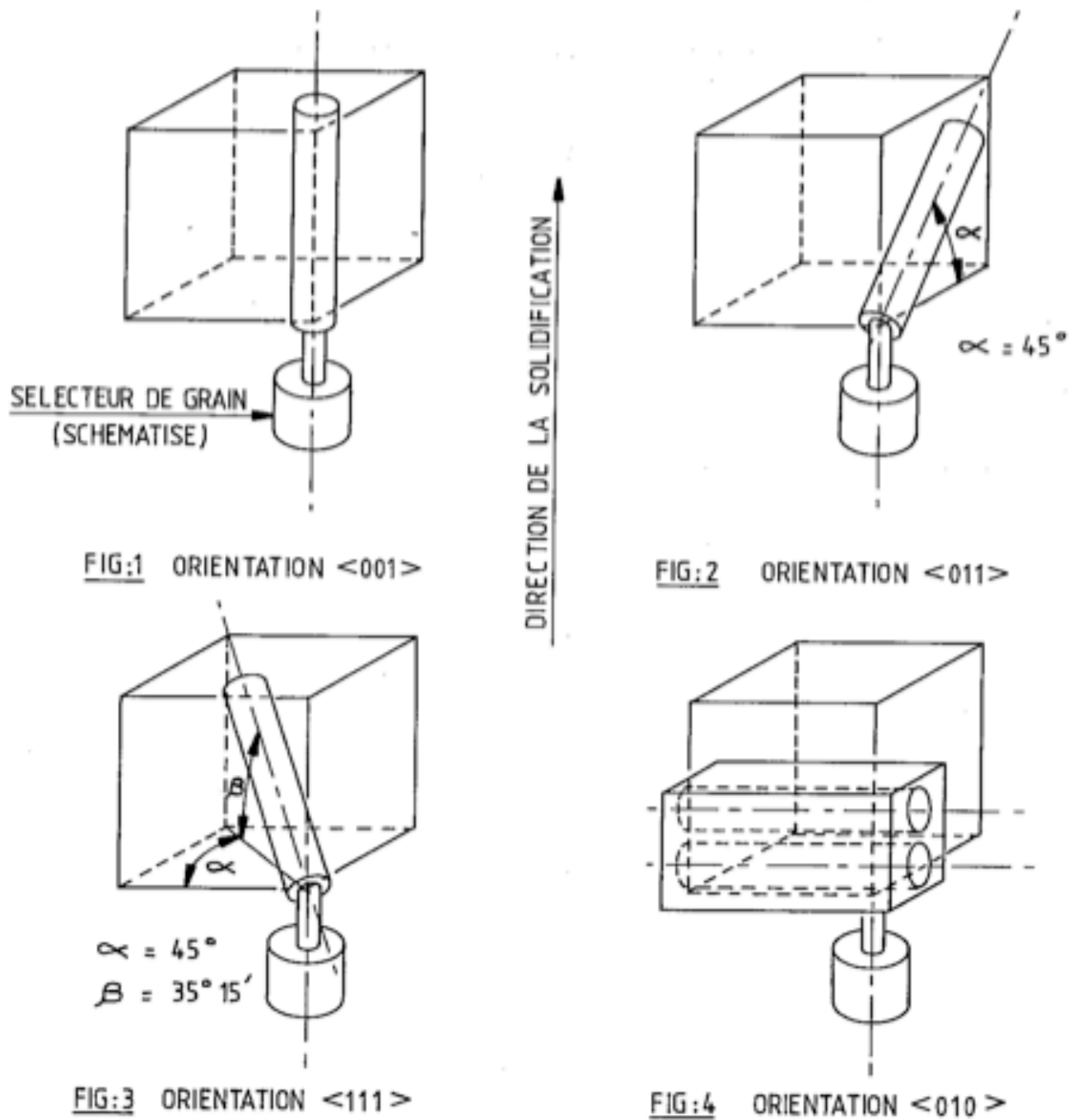


Figure 1.1-3 : Obtention des ébauches de fonderie. Illustration du principe de sélection d'une orientation cristallographique des barreaux monocristallins lors de leur élaboration (Poubanne, 1989)

1.1.3 La microstructure de l'AM1

La composition chimique de l'alliage à base de Nickel est présentée dans le Tableau 1.1-1(en pourcentage pondéral).

Alliage	Cr	Co	Mo	W	Al	Ti	Ta	Densité
AM1	7,8	6,5	2	5,7	5,2	1,1	7,9	8,60

Tableau 1.1-1: Composition chimique de l'AM1 en pourcentage pondéral

Le superalliage monocristallin présente trois échelles caractéristiques que nous allons détailler :

- L'échelle de la dendrite (de l'ordre de la centaine de micromètre),
- L'échelle des précipités (de l'ordre du micromètre),
- L'échelle du réseau cristallologique (de l'ordre de l'Angström).

L'alliage se solidifie sous forme dendritique dont l'axe coïncide avec la direction de solidification du barreau elle-même parallèle à l'axe $\langle 001 \rangle$ cristallographique du réseau C.F.C de l'alliage. Perpendiculairement à cette direction se développent les dendrites secondaires suivant les orientations $\langle 010 \rangle$ et $\langle 100 \rangle$. Ces dendrites secondaires qui forment des « bras en croix » sur la coupe transversale du barreau sont séparées entre elles par des espaces interdendritiques. L'arrangement des faisceaux de dendrites, leurs tailles et leurs formes sont directement liés aux conditions de solidification de la pièce : gradient thermique et vitesse de déplacement de la pièce dans les isothermes.

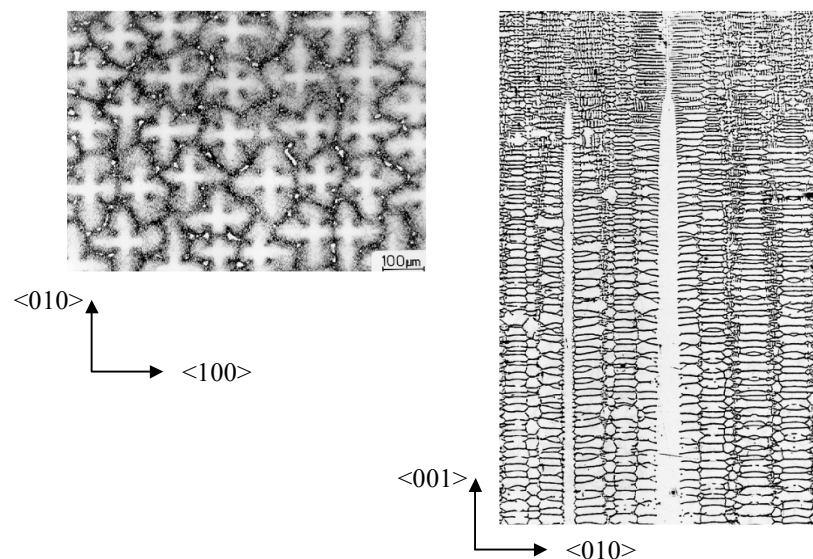


Figure 1.1-4 : Structure dendritique d'un superalliage à base de nickel

Le superalliage AM1 possède une structure biphasée composée d'une matrice austénitique (phase γ), de structure cubique faces centrées (CFC) ainsi que des précipités intermétalliques durcissants (phase γ') qui représentent 70% du volume. La forme des précipités est pseudocuboidale. Les précipités sont alignés selon une orientation cristallographique préférentielle (Figure 1.1-6). La largeur de la matrice entre les précipités est d'environ 100 nm et la taille des précipités est de 400-500 nm. Ce sont les précipités de phase γ' qui confèrent aux superalliages leurs excellentes propriétés mécaniques à haute

température. En effet, les dislocations se propageant dans le monocristal, sont bloquées par les précipités tenant lieu d'obstacle à leur passage. Elles doivent alors les cisailer ou les contourner selon le mécanisme d'Orowan. L'enchevêtrement des dislocations empêche leur mouvement, ce qui conduit à un durcissement structural. Les performances de ce matériau sont donc fortement liées à la taille, la forme, l'arrangement et la fraction volumique des précipités γ' .

Dans le but d'obtenir une meilleure résistance mécanique, le matériau subit une série de traitement thermique : une remise en solution de la phase γ' à 1300°C pendant 3h suivie d'une trempe à l'air permettant d'avoir une microstructure plus fine puis un premier traitement de revenu à 1050°C pendant 5h qui sert à simuler le traitement de chromaluminisation effectué sur les aubes. Un second revenu sous vide à 870°C pendant 16h permet d'optimiser la fraction volumique des γ' en complétant les précipités γ' et/ou en les faisant coalescer.

Ces trois étapes séparées par des trempes à l'air, permettent d'élaborer un monocristal biphasé riche en phase γ' , puisque sa fraction volumique avoisine 70%. Les structures des phases γ et γ' cristallisent toutes deux dans le système cubique faces centrées (CFC), et ce en cohérence l'une vis-à-vis de l'autre.

	Solvus	solidus	Liquidus
AM1	1293°C	1310°C	1362°C

Figure 1.1-5 : Températures de solvus de solidus et de liquidus γ' .

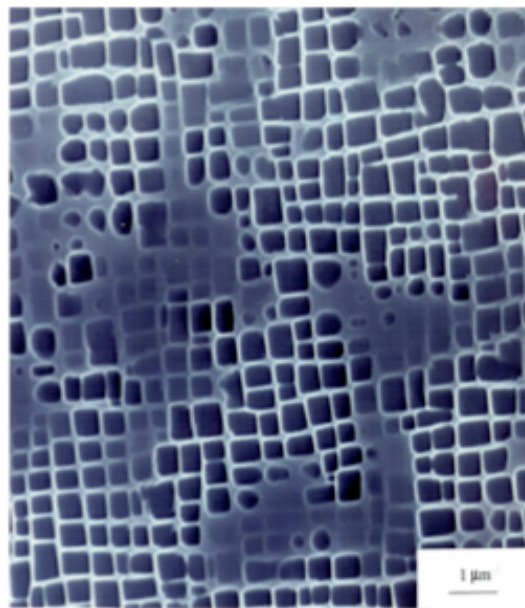


Figure 1.1-6 : Microstructure des précipités a cœur de dendrite après traitement T1 R1 R2

1.1.4 L'anisotropie cristalline

Pour décrire les systèmes de glissements actifs du superalliage monocristallin, nous ferons référence aux travaux de Poubanne (Poubanne, 1989). En effet, l'auteur expose les différents modes de déformation et plus précisément le glissement des dislocations.

L'AM1 possède 4 plans denses (111), dits octaédriques avec 3 directions denses $\langle 110 \rangle$ par plan. L'ensemble noté $\frac{1}{2}\langle 110 \rangle(111)$ forme les 12 systèmes de glissement octaédrique avec un vecteur de Burgers correspondant à la plus petite translation du réseau de type $\frac{1}{2}\langle 110 \rangle$.

D'autres systèmes de glissement sont également envisageables, malgré leurs énergies liées à la distorsion locale du réseau moins favorable. C'est le cas des 6 systèmes de glissement cubique. Ces systèmes sont caractérisés par 3 plans (001), avec chacun 2 directions de glissement $\langle 110 \rangle$. L'ensemble noté $\frac{1}{2}\langle 110 \rangle(001)$ forme 6 systèmes de glissement cubique.

Cependant, Bettge (Bettge and Osterle, 1999) a montré que le glissement cubique est en fait du glissement dévié en zig-zag de dislocation vis sur des plans octaédriques. Certains auteurs ont montré que le glissement cubique dans les superallages monocristallin à bas nickel peut être activé par la présence d'éléments tels que Mo, Nb, Ta, Ti et W, éléments contenus dans l'AM1 à l'exception du niobium.

La Figure 1.1-7 illustre les familles de glissement octaédrique et cubique rencontrées dans l'AM1. Le Tableau 1.1-2 répertorie les différents systèmes de chaque famille.

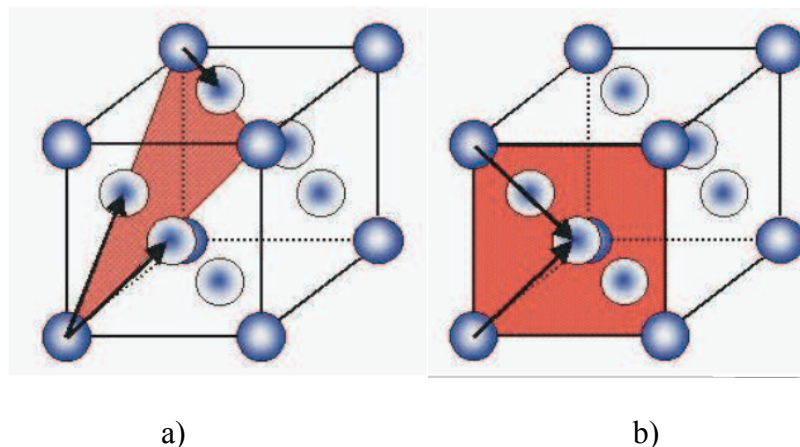


Figure 1.1-7 : Représentation a) d'un des 4 plans de glissement octaédrique avec ses 3 vecteurs de Burgers b) d'un des 3 plans de glissement cubique avec ses 2 vecteurs de Burgers.

Famille de système	Système s	Plan de glissement \underline{n}^s	Direction de glissement \underline{l}^s
Octaédrique	1	(111)	$\langle \bar{1}01 \rangle$
	2		$\langle 0\bar{1}1 \rangle$
	3		$\langle \bar{1}10 \rangle$
	4	$(\bar{1}\bar{1}1)$	$\langle \bar{1}01 \rangle$
	5		$\langle 011 \rangle$
	6		$\langle 110 \rangle$
	7	$(\bar{1}1\bar{1})$	$\langle 0\bar{1}1 \rangle$
	8		$\langle 110 \rangle$
	9		$\langle 101 \rangle$
	10	$(11\bar{1})$	$\langle \bar{1}10 \rangle$
	11		$\langle 101 \rangle$
	12		$\langle 011 \rangle$
Cubique	13	(001)	$\langle \bar{1}10 \rangle$
	14		$\langle 110 \rangle$
	15	(100)	$\langle 011 \rangle$
	16		$\langle 0\bar{1}1 \rangle$
	17	(010)	$\langle \bar{1}01 \rangle$
	18		$\langle 101 \rangle$

Tableau 1.1-2 : Systèmes de glissement dans un cristal CFC

1.1.5 Les défauts de fonderie

Le procédé d'élaboration des aubes de turbines génère différents types de défauts qui, sous sollicitations en service, peuvent s'avérer dangereux et notamment entraîner un amorçage de fissure. Les différents types de défauts et les causes qui sont à l'origine de ces défauts sont présentés ci-dessous.

La solidification dirigée de l'alliage entraîne de nombreux défauts. Tout d'abord, la croissance dendritique conduit à des hétérogénéités chimiques plus ou moins marquées en fonction des conditions thermiques du refroidissement. Ces hétérogénéités sont dues à des anomalies locales de composition chimique et ont généralement une forme prismatique aux coins arrondis avec une taille inférieure à 60 μm .

Ensuite, les dendrites se désorientent généralement de quelques degrés les unes par rapport aux autres, lors de leur croissance. Ce phénomène induit une mosaïcité et des écarts de comportement au sein du matériau.

Des grains parasites ou des grains recristallisés peuvent aussi germer lorsqu'il y a des aspérités ou des zones plus froides à la surface du moule. Le front de solidification peut parfois ne pas être bien plat, et engendrer, au cours de la germination, des grains parasites. Des picots sont utilisés sur la pale pour positionner la pièce dans sa carapace. Ceux-ci créent un encastrement de l'aube dans la carapace, ce qui engendre des surcontraintes. Au moment des relaxations de contrainte, il peut y avoir un phénomène de recristallisation de grains. Les chocs, les effets thermomécaniques ainsi que l'énergie emmagasinée lors du décochage de la

pièce entraînent un niveau d'écrouissage différent et par conséquent favorisent l'apparition de tels défauts. De même, les irrégularités géométriques comme les dents de bord de fuite de l'aube peuvent engendrer des phénomènes de cristallisation de grain.

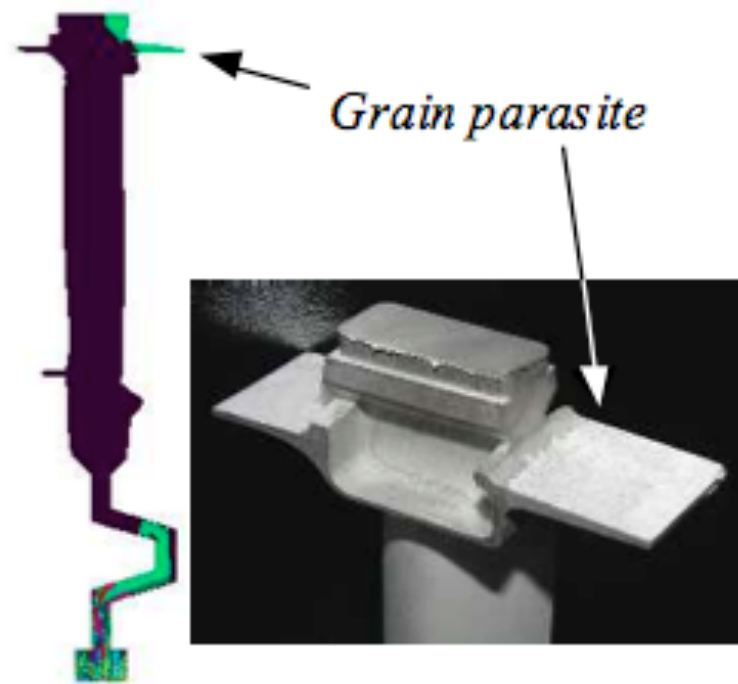


Figure 1.1-8 : Formation d'un grain parasite sur le pied d'aube

Enfin, au cours du refroidissement, lorsque l'alimentation en liquide du front de solidification s'effectue mal, des retassures se forment du fait des écarts de densité du liquide et du solide.

Cependant, les populations de pores obtenus dans le cadre de la solidification dirigée diffèrent de celles qui sont observées en solidification équiaxiale (Fernandez, Lecomte 1978). Lors de la solidification équiaxe, les isothermes ont tendance à se refermer lors du refroidissement, ce qui donne naissance à des poches liquides entourées d'un front solide. Le pore est alors réparti sur un volume supérieur à l'échelle dendritique et la distribution des pores dépend de la vitesse de solidification de la poche liquide. Lorsque le refroidissement est rapide, les pores sont nombreux et de faibles dimensions. En outre, ils sont répartis dans le volume de façon homogène. Par contre, lorsque le refroidissement est lent, les pores sont moins nombreux et plus grands. Leur répartition est moins régulière.

Dans le cas de la solidification dirigée, la retassure est liée à l'espacement interdendritique car des poches liquides subsistent entre les dendrites. En effet, les dendrites se solidifient en premier et disposent donc de toute la matière nécessaire. Les pores se forment alors dans les zones interdendritiques qui se solidifient en dernier et où l'apport de matière est difficile. De ce fait, divers paramètres influent sur la dimension des pores comme le gradient thermique du four et la vitesse de déplacement du moule. La dimension de la zone pâteuse et ses fluctuations (par exemple lorsque le moule fait un coude) peuvent aussi conduire à une rupture d'alimentation en liquide : c'est notamment ce qui se produit en fin de solidification. De gros pores débouchant et interconnectés sont alors observés.

Dans les monocristaux, les pores observés sont principalement issus de la croissance dendritique. Leur genèse repose sur les mêmes mécanismes que ceux évoqués précédemment pour les grands pores interconnectés, lorsque les conditions sont réunies à l'échelle de la dendrite. En effet, le changement de section qui survient lors du rapprochement des dendrites

secondaires conduit à des conditions transitoires d'écoulement du liquide. Un défaut d'alimentation lié à la perte de charge dans le canal interdendritique peut ainsi survenir et induire une population de cavités réparties de façon périodique dans les espaces interdendritiques secondaires. Ces pores sont arrondis et ont une dimension maximale comprise entre 40 μm et 60 μm , i.e. de l'ordre de l'espace interdendritique secondaire. En général, les rayons formés par les pores ont une taille d'environ 5 μm . Cependant, des pores de plus grandes dimensions peuvent être observés lorsque les cavités présentes dans des espaces interdendritiques contigus sont interconnectées.

Ce sont les phénomènes de retrait lors de la phase de solidification qui expliquent la présence de pores.

Sur les micrographies ci-dessous, on observe plusieurs pores sur une éprouvette lisse d'AM1 ainsi que le détail d'un pore qui mesure 100 μm dans sa plus grande longueur. Lors des sollicitations thermomécaniques que subissent les aubes de turbines en service, un champ de concentration de contrainte apparaît autour du défaut. Si celui-ci est suffisamment important, l'amorçage de fissure peut apparaître. Dans cette étude, nous examinerons le cas des pores localisés dans les zones interdendritiques.

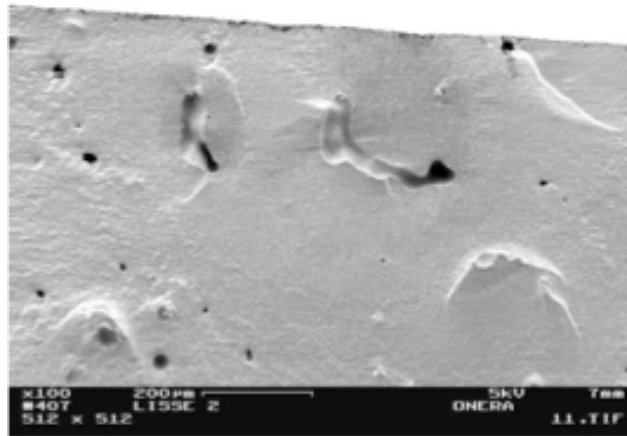


Figure 1.1-9 : Ensemble de pores observés sur éprouvette lisse en AM1 [Raffestin, ONERA]

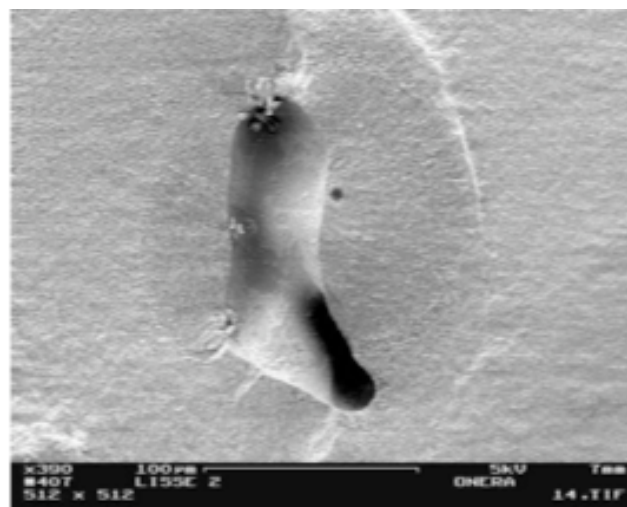


Figure 1.1-10 : Détail d'un pore de 100 micromètre [Raffestin, ONERA]

1.1.6 Le comportement mécanique de l'AM1 sous sollicitations cycliques

Le comportement des superalliages base nickel sous sollicitations cycliques a été étudié depuis de nombreuses années. F. Hanriot (Hanriot, 1993) a étudié plus particulièrement le comportement de l'AM1. Avant de décrire celui-ci, nous allons rappeler les principaux mécanismes de déformation dans ce matériau.

1.1.6.1 Mécanisme de déformation du superalliage base nickel

La déformation plastique est principalement liée au déplacement progressif de défauts linéaires appelés lignes de dislocations. Ces lignes se déplacent sur des plans denses du réseau qui correspondent aux plans $\{111\}$ dans le cas de structure CFC. La condition pour qu'une dislocation puisse se mouvoir est que la composante suivant la direction de glissement du vecteur contrainte appliqué sur son plan de glissement, dépasse la valeur seuil τ_c^s appelée contrainte critique.

La loi d'écoulement (ou loi de Schmid) s'écrit :

$$\tau^s = \underline{\sigma}^s : \underline{m}^s = \underline{\sigma}^s : \frac{1}{2} (\underline{l}^s \otimes \underline{n}^s + \underline{n}^s \otimes \underline{l}^s) \quad (1.1)$$

Le glissement plastique sur le système est possible dès que la contrainte appliquée atteint la valeur critique τ_c^s :

$$\dot{\gamma}^s \neq 0 \quad \text{si} \quad |\tau^s| = \tau_c^s \quad \text{et} \quad \left| \frac{\dot{\gamma}^s}{\tau} \right| = \frac{\dot{\gamma}^s}{\tau_c^s} \quad (1.2)$$

Où :

\underline{n}^s est la normale au plan de glissement

\underline{l}^s est la direction du glissement dans le plan

$\dot{\gamma}^s$ est la vitesse de glissement sur le système s

Mughrabi (Mughrabi, 1978) s'est intéressé au comportement des monocristaux de cuivre sollicités en contrôle de glissements plastiques. On cycle l'éprouvette à des niveaux de déformation plastique croissants, en attendant la saturation (ou stabilisation) de la réponse cisaillement-glissement à chaque niveau (Figure 1.1-11). La saturation des cisaillements représente la courbe d'écrouissage cyclique (Figure 1.1-12). Sur cette courbe, 3 stades peuvent être distingués :

- Le premier domaine est caractérisé par un fort écrouissage. De fines lignes sont visibles à la surface libre de l'éprouvette C'est le stade de microplasticité (Chieragatti, 1987) (Chieragatti and Rémy, 1991). Cette plasticité n'est pas endommageante et l'éprouvette peut subir un nombre illimité de cycles.
- Le deuxième domaine correspond à un plateau du cisaillement à saturation. Sur la surface des éprouvettes apparaissent des bandes de glissement qui grossissent jusqu'à recouvrir tout le fût.
- Le dernier domaine est caractérisé par l'activation d'un deuxième système de glissement qui bloque le premier et le cisaillement recommence à augmenter.

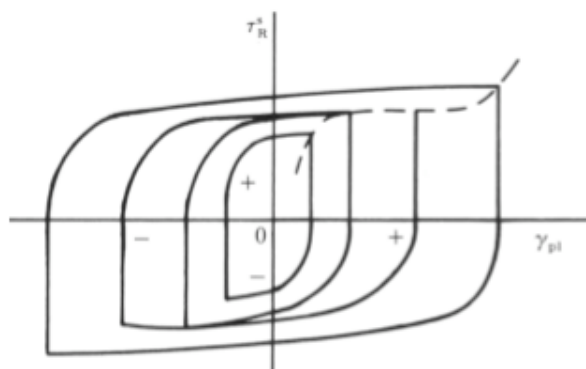


Figure 1.1-11 : Boucle cisaillement de glissement plastique stabilisée dans un monocristal de cuivre (Mughrabi, 1978)

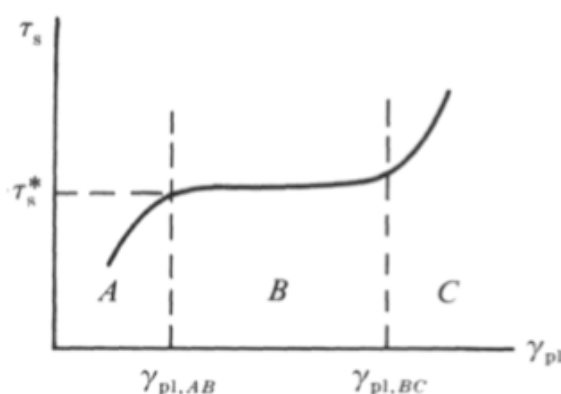


Figure 1.1-12 : Courbe d'écrouissage cyclique d'un monocristal de cuivre (Mughrabi, 1978)

Le mouvement des dislocations joue sur les mécanismes de durcissement et la loi d'écrouissage. En effet, l'écrouissage cyclique provient d'une augmentation de la densité des dislocations et des bandes de glissement. Les interactions entre les bandes de glissement qui se croisent, réduisent la mobilité des dislocations et entraînent une croissance de la contrainte interne. Les gros précipités sont contournés par les dislocations et il en résulte une saturation de la contrainte cyclique.

1.1.6.2 Le comportement mécanique de l'AM1

Les bonnes caractéristiques mécaniques sont obtenues grâce à une forte fraction volumique de la phase γ' qui procure le durcissement du matériau. La présence de ces phases se traduit par une légère augmentation de la limite d'élasticité avec la température jusqu'à 750°C-800°C (Figure 1.1-13). La contrainte à rupture évolue de la même façon (Figure 1.1-14) sauf dans le cas de l'orientation $\langle 111 \rangle$ pour laquelle elle diminue continûment. Dans cette plage de température, le comportement du matériau est élastique parfaitement plastique. Macroscopiquement, la déformation se localise dans quelques bandes de glissement observables à l'œil nu (Miner et al., 1986, Poubanne, 1989). Pour l'AM1, l'orientation [001] se caractérise par les plus hautes limites d'élasticité.

Les propriétés mécaniques évoluent avec la contribution des précipités au durcissement des superalliages. Cette évolution conduit à considérer plusieurs domaines de température.

Hanriot (Hanriot, 1993) a réalisé de nombreux essais dans le but d'étudier le comportement de l'AM1. Les observations importantes sont détaillées ici.

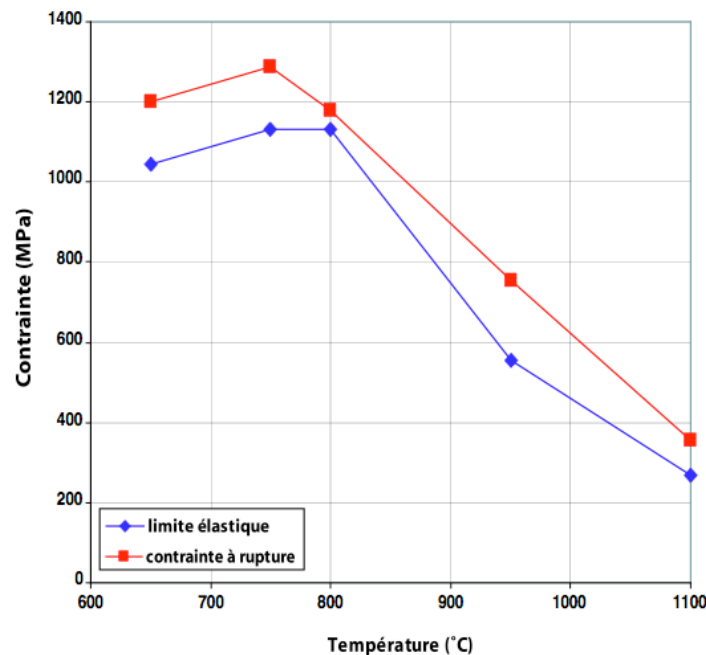


Figure 1.1-13 : Evolution de la limite d'élasticité et de la contrainte à la rupture de l'AM1 en fonction de la température pour une éprouvette sollicitée en <001>

1.1.6.2.1 Comportement à basse température ($T < 850^{\circ}\text{C}$)

Pour les températures inférieures à 850°C , la courbe de traction présente un stade de déformation facile à la sortie du domaine élastique : le comportement est dit élastique parfaitement plastique. D'un point de vue macroscopique, la déformation plastique est fortement hétérogène et se localise dans quelques bandes de cisaillement (Poubanne, 1989). L'anisotropie des propriétés mécaniques se traduit par des valeurs de modules différents, ainsi que des valeurs de la limite d'élasticité différentes selon la direction de l'effort.

A température ambiante, F. Hanriot a mis en évidence sur une éprouvette orientée <001> un mécanisme de déformation qui se déroule en trois étapes :

ETAPE 1 : Durant les 5 premiers cycles, des macrobandes apparaissent sur le fût de l'éprouvette et se multiplient jusqu'à le recouvrir. On se trouve dans le plateau de la courbe d'écrouissage (Figure 1.1-12) où la contrainte n'évolue plus en fonction du glissement plastique.

ETAPE 2 : Les macrobandes se remplissent alors de bandes plus fines, qui remplissent totalement les espaces inter-macrobandes. Dans ce stade (6 à 9 cycles) la contrainte augmente avec le glissement plastique cumulé.

ETAPE 3 : Un nouveau plateau de contrainte apparaît lorsque le fût est entièrement recouvert de bandes.

F. Hanriot (Hanriot, 1993) montre qu'il n'existe pas de stade de microplasticité (stade A de la Figure 1.1-12) puisqu'elle a obtenu tout de suite des macro-bandes. Le stade B qui correspond à un plateau et au remplissage des bandes est bien équivalent à la première étape mise en évidence dans ses essais.

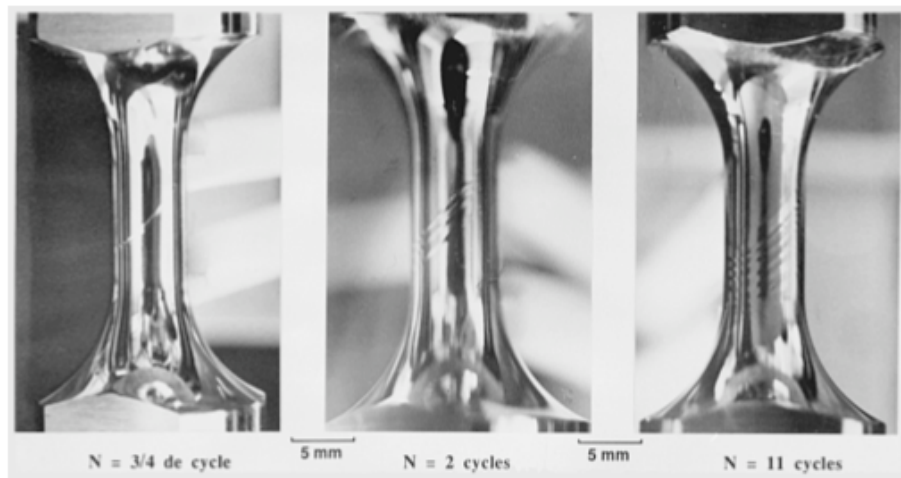


Figure 1.1-14 : Progression de la déformation inélastique par bande glissement en fonction du nombre de cycle pour une éprouvette d'orientation $\langle 001 \rangle$ testée à 20°C (Hanriot, 1993)

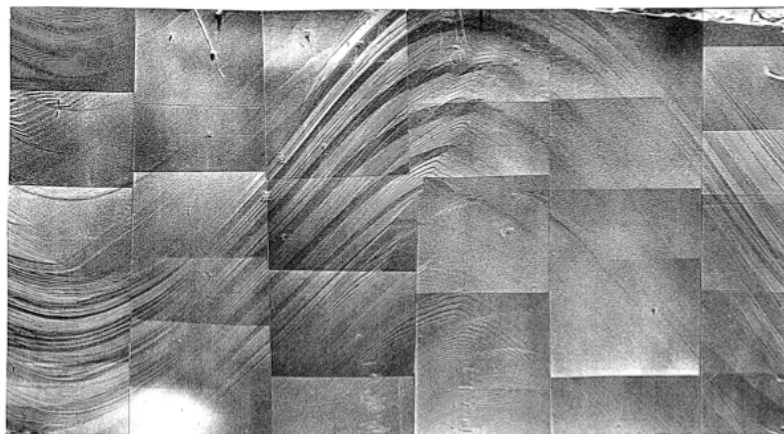


Figure 1.1-15 : Aspect de la réplique de surface montrant les bandes de déformation plus fine pour une éprouvette $\langle 001 \rangle$ à 20°C (Hanriot, 1993)

A 650°C, F. Hanriot (Hanriot, 1993) a montré que l'anisotropie du comportement inélastique de l'AM1 est liée à la nature du glissement activé, octaédrique ou cubique. Plus l'orientation du cristal s'éloigne de la direction $\langle 001 \rangle$, plus l'activation du système de glissement cubique devient facile. La déformation des monocristaux orientés $\langle 001 \rangle$ se fait par glissement octaédrique hétérogène alors que la direction $\langle 111 \rangle$ se déforme par glissement cubique plus homogène. L'orientation $\langle 110 \rangle$ présente les deux types de glissement. La localisation est importante et le glissement est 50 fois plus élevé dans les bandes. L'écrouissage est plutôt isotrope pour le glissement octaédrique et plutôt cinématique pour le glissement cubique. La contrainte moyenne semble être positive pour un matériau orienté $\langle 001 \rangle$ et négative les autres orientations.

1.1.6.2.2 Comportement à haute température ($T > 850^{\circ}\text{C}$)

Lorsque la température augmente ($T > 850^{\circ}\text{C}$), la limite d'élasticité comme la contrainte à rupture diminuent fortement. Pour ces deux grandeurs, l'orientation [001] conduit aux meilleurs résultats. Dans ce domaine de température, le comportement de l'AM1 se caractérise par de la viscoplasticité et une légère consolidation, comme dans le cas des polycristaux à base de nickel. L'orientation [001] se distingue des autres orientations par un écrouissage plus marqué (Figure 1.1-16). A ces températures, les effets de la vitesse de sollicitation deviennent aussi particulièrement sensibles. Pour une orientation donnée, une même déformation conduit à des contraintes qui augmentent avec la vitesse de déformation (Poubanne, 1989).

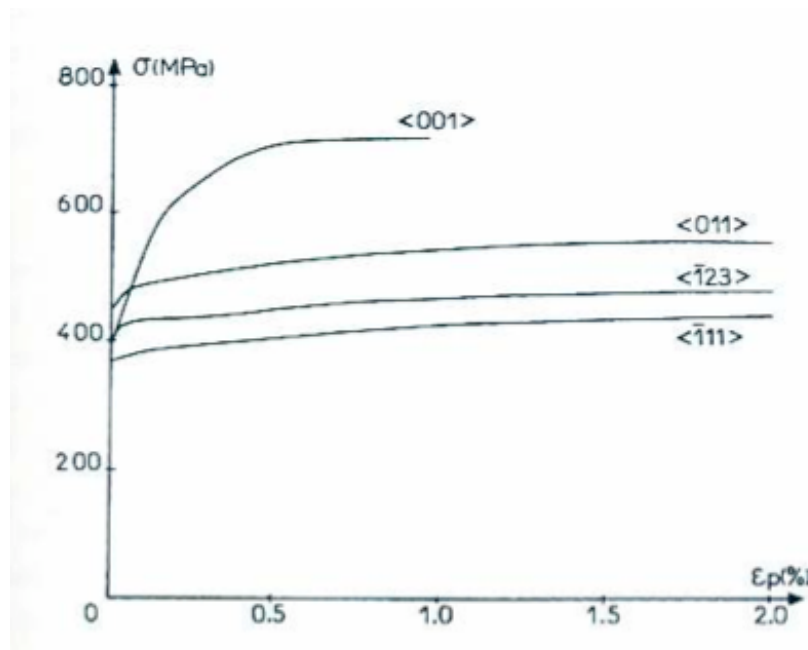


Figure 1.1-16 : Comportement monotone de l'AM1 à 950°C pour différentes orientations (Poubanne, 1989)

Les essais réalisés à 950°C et à 1100°C par F. Hanriot (Hanriot, 1993) montrent que la réponse mécanique à ces deux températures est très proche, si bien que l'on peut regrouper les résultats à ces deux températures. Le comportement est toujours anisotrope mais du fait de la haute température de sollicitation, le comportement devient visqueux et est donc très sensible à la vitesse de déformation. La première différence avec les monocristaux sollicités à basse température est qu'il n'y a plus de stade d'écoulement facile mais une consolidation du matériau avec la déformation plastique. Cette consolidation varie avec l'orientation : le monocristal d'orientation <001> ne cesse de s'écrouir avec la déformation plastique. Les boucles ne sont plus carrées comme à 650°C, ce qui se modélise par un écrouissage cinématique non linéaire. La limite d'élasticité est assez faible comparée à celle des basses températures :

- A 950°C sur un matériau orienté <001> la limite d'élasticité est ≈ 490 MPa
- A 650°C sur un matériau orienté <001> la limite d'élasticité est ≈ 1000 MPa

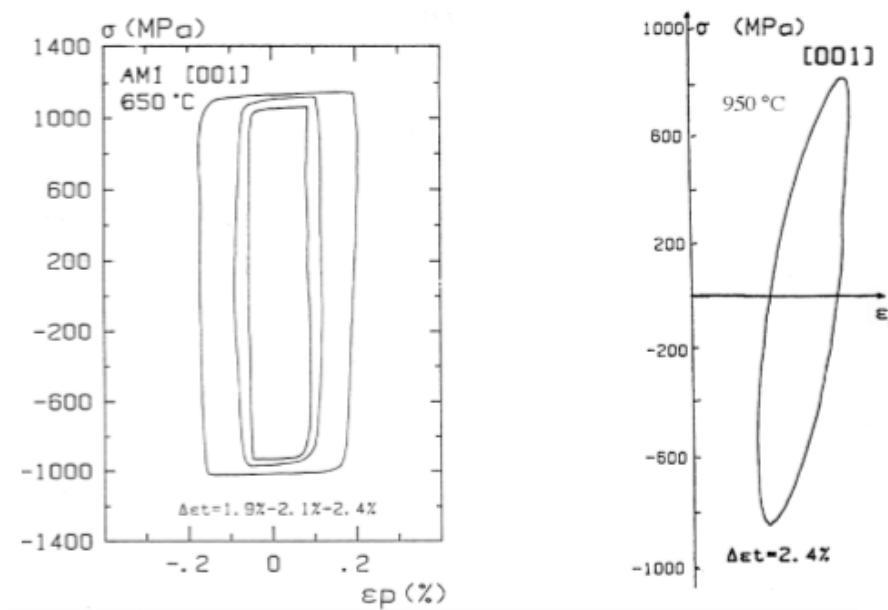


Figure 1.1-17 : Comparaison des boucle de comportement de l'AM1 <001> à 650°C et 950°C (Hanriot, 1993)

La dissymétrie traction-compression observée à 20°C et 650°C est pratiquement inexistante à haute température (sauf pour un matériau orienté <111> avec une limite d'écoulement en traction supérieure à celle mesurée en compression avec une différence d'environ 30 MPa). Ceci avait déjà été constaté pour la limite d'élasticité à 0,2% par Shah et Duhl sur le PWA1480 (Shah and Duhl, 1984), au-delà de 900°C. La présence d'un temps de maintien en traction ne modifie pas la courbe d'écrouissage cyclique. En ce qui concerne les modes de déformation, aucune bande de glissement n'est visible sur le fût des éprouvettes et sur les répliques de surface. L'oxydation masque les marches créées. Miner 1986 et Poubanne 1989 utilise cet argument pour invoquer le caractère homogène de la déformation des monocristaux autour de 1000°C. Mais F. Hanriot (Hanriot, 1993) a observé une éprouvette sollicitée sous vide et prouve que la déformation s'est bien effectuée par glissement. Les orientations <001> et <111> peuvent se déformer de façon homogène ou hétérogène. La vitesse de déformation a une influence sur le mode de déformation hétérogène ou homogène. F. Hanriot a montré que ce sont les basses vitesses qui sont responsables de l'hétérogénéité de la déformation plastique. Les orientations <110> et <123> se déforment quant à elles de façon homogène : un seul système de glissement est activé. Comme à basse température, les orientations <001> et <123> se déforment par glissement octaédrique alors que les éprouvettes orientées <111> se déforment par glissement cubique. Enfin, à 1100°C, F. Hanriot a pu mettre en évidence, une coalescence des précipités qui n'est pas observée à 950°C.

1.1.7 Durée de vie de l'AM1

La durée de vie d'une éprouvette sollicitée en fatigue oligocyclique peut être décomposée en une période d'amorçage et une période de propagation. Les aubes ont une épaisseur de paroi d'un mm. Fleury (Fleury, 1991) propose de définir le nombre de cycle de durée de vie à rupture N_f comme le nombre de cycles nécessaires au développement d'une fissure d'un mm de profondeur. La comparaison des résultats de la tenue en fatigue est faite à partir des courbes de durée de vie définies par Manson et Coffin. Celles-ci représentent l'évolution du nombre de cycle à rupture en fonction des amplitudes de déformation

inélastiques et totales en coordonnées bilogarithmiques selon les relations de Manson-Coffin (Manson, 1965) et de Basquin :

$$\Delta \varepsilon_{in} = \varepsilon'_f (N_f)^c \quad (1.3)$$

$$\Delta \varepsilon_e = \frac{\sigma'_f}{E} (N_f)^b \quad (1.4)$$

où $\Delta \varepsilon_{in}$ et $\Delta \varepsilon_e$ sont respectivement les déformations inélastique et élastique,
 ε'_f et σ'_f sont les coefficients de ductilité et de résistance,
 C et b sont les exposants de ductilité et de résistance,
 E est le module d'élasticité.

Nous disposons d'une importante base de données expérimentales pour l'AM1 à 650°C, 950°C et 1100°C, établie durant la thèse de Fleury (Fleury, 1991). Nous proposons dans la suite de rappeler quelques résultats importants.

Fleury a réalisé des essais de fatigue isothermes sur des éprouvettes de type LCF et des essais de fatigue anisotherme sur des éprouvettes de fatigue mécanothermique (FMT). Les essais ont été réalisés jusqu'à l'apparition d'une fissure d'un mm de profondeur. Cette durée de vie peut être divisée en une période d'amorçage N_a et une période de propagation N_p dans la mesure où les mécanismes de fissuration sont différents. Il montre qu'en utilisant la définition du critère de durée de vie à l'amorçage comme le nombre de cycle à l'obtention d'une fissure de 50 μm , la dispersion est faible.

Fleury relie la longueur de fissure mesurée en surface a_s à la longueur de fissure mesurée en profondeur a_p par la relation (1.5). Cette proportionnalité a été obtenue par des mesures sur des éprouvettes cylindriques (LCF) et tubulaires, cassées suivant le plan de propagation de la fissure principale.

$$a_p = 0.38 a_s \quad (1.5)$$

Fleury a montré que la durée de vie en fatigue à haute température est sensible aux effets mécaniques, aux phénomènes dépendant du temps ainsi qu'à la microstructure.

- Effet de la température sur la tenue en fatigue

Les résultats des essais établis à 650°C sont issus du travail de thèse de Defresne (Defresne, 1989) et Fleury (Fleury, 1991). Les courbes de durée de vie sont montrées sur la (Figure 1.1-18) dans des diagrammes bilogarithmiques donnant le nombre de cycle N_f en fonction respectivement des amplitudes de contrainte.

L'élévation de la température d'essai a pour effet de diminuer la résistance en fatigue oligocyclique isotherme lorsque l'amplitude de déformation totale imposée est la même. Cet effet de la température est d'autant plus marqué que le niveau de déformation est faible. Dans le diagramme $\Delta \varepsilon_{in} = f(N_f)$, les pentes des courbes sont peu différentes à hautes températures : l'exposant de ductilité vaut -0.27 à 650°C et augmente en valeur absolue pour atteindre -0.66 à 950°C et 1100°C. Entre 20°C et 800°C, le matériau possède peu de ductilité et son comportement peut être considéré comme élastique – parfaitement plastique et l'environnement joue un rôle négligeable sur l'amorçage des fissures. Dans le domaine des durées de vie élevées, les déformations plastiques sont très faibles, voire négligeables, aussi,

les bandes de glissement joueront un rôle mineur dans le processus d'endommagement. Par contre, les pores situés en sous-couche sont les principaux éléments responsables de l'amorçage de microfissure.

Au-dessus de 800°C, la ductilité augmente avec l'élévation de la température, ce qui démontre la bonne tenue en fatigue à haute température de l'AM1. L'endommagement joue un rôle plus important sur l'amorçage de microfissure. L'oxydation intervient comme un deuxième paramètre d'amorçage de microfissure. Ce mécanisme est en compétition avec l'amorçage sur pores.

En ce qui concerne la comparaison des durées de vie à l'amorçage (nombre de cycle à l'obtention d'une fissure de 50 μ m), il semble que les résultats obtenus à 650°C se superposent à ceux obtenus à 950°C et 1100°C pour les fortes valeurs de déformation mécanique.

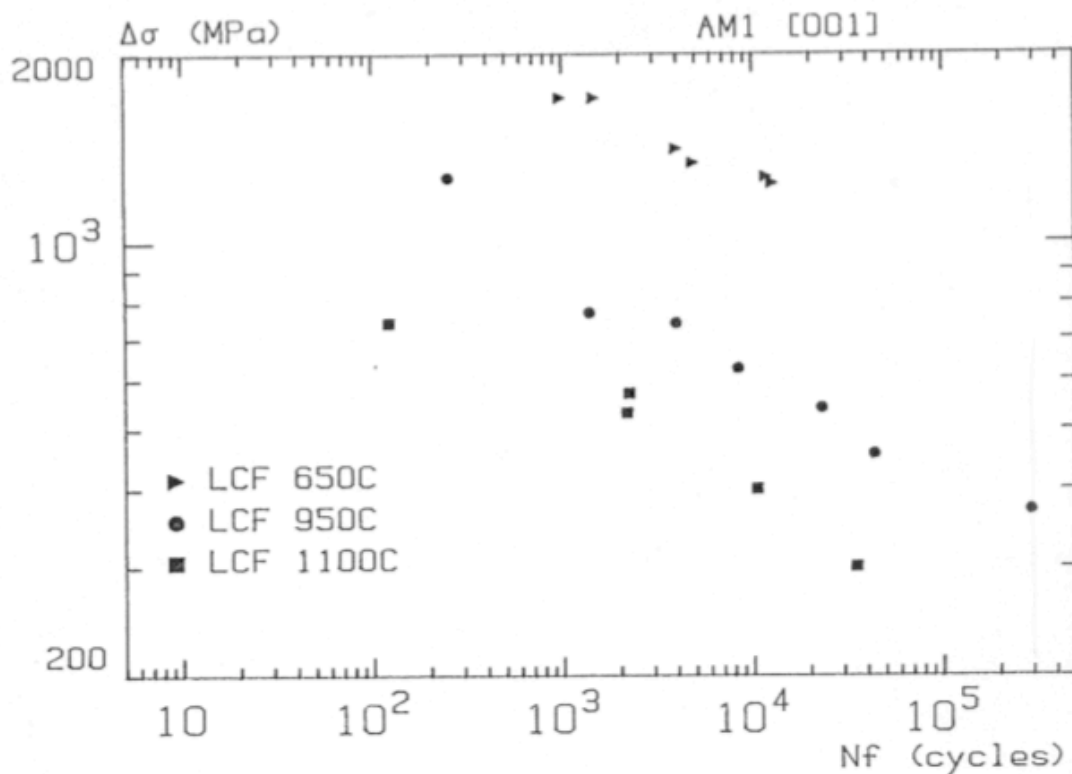


Figure 1.1-18 Comparaison des durée de vie à 650°C , 950°C et 1100°C [001]

- Effet de l'orientation cristallographique

Defresne (Defresne, 1989) a montré qu'à 650°C, l'orientation cristallographique a une influence importante sur les courbes de durée de vie. Lorsqu'on impose une même amplitude de déformation sur des éprouvettes de diverses orientations, l'orientation $\langle 111 \rangle$ possède la plus faible durée de vie. L'orientation $\langle 001 \rangle$ la plus grande et les orientations $\langle 101 \rangle$ et $\langle 123 \rangle$ ont des durées de vies intermédiaires. Cependant, le module d'élasticité varie avec l'orientation cristallographique du matériau. La comparaison des résultats de durée de vie doit faire abstraction de cette différence. Pour cette raison, les durées de vie sont représentées en fonction de l'amplitude de déformation inélastique. Ainsi, l'anisotropie cristalline sur la durée de vie disparaît. L'ensemble des points se rassemble autour d'une droite $\Delta \varepsilon_{in} = \varepsilon'_f (N_f)^c$ de pente -0.724 avec un coefficient de 0.968. Il n'y a donc pas un effet direct de l'orientation cristallographique sur la durée de vie totale. L'écart est essentiellement dû au module d'élasticité.

A 950°C, les résultats de durée de vie en fatigue isotherme se superposent dans une faible bande de dispersion.

1.2 Techniques expérimentales

Pour étudier la micro-propagation de fissure sur défaut, on réalise des essais de fatigue à haute température sur des éprouvettes tubulaires. Un défaut traversant est usiné au centre de la zone utile de l'éprouvette. Comme nous l'avons vu dans le paragraphe 1.1.5, les pores n'ont pas une géométrie circulaire, mais une forme allongée. Nous avons choisi une géométrie de défaut artificiel de type entaille pour nous rapprocher au mieux de la géométrie d'un défaut réel.

1.2.1 Caractérisation cristallographique des monocristaux par la méthode de Laue

Pour chaque éprouvette tubulaire usinée, il est nécessaire de connaître l'angle entre l'axe de l'éprouvette et l'orientation cristallographique principale du matériau. On obtiendra alors l'angle de désorientation principal. Un écart par rapport à la direction cristallographique recherchée peut très bien se traduire par un comportement mécanique différent. Il faut également repérer l'orientation secondaire du barreau. Une fois l'orientation secondaire déterminée, on est alors capable de localiser l'orientation $\langle 110 \rangle$ sur laquelle sera usinée l'entaille.

Le principe de la technique expérimentale consiste à envoyer un faisceau de rayon X polychromatique sur un échantillon monocristallin fixe. La génératrice de l'éprouvette est réglée parallèlement au faisceau. Le film photographique utilisé est monocouche et placé à une distance connue de l'échantillon. La surface irradiée est d'environ 1 mm^2 . Le rayonnement polychromatique utilisé est celui d'une anticathode de molybdène. Chaque famille de plans réticulaires diffracte la partie du rayonnement ayant la longueur d'onde λ satisfaisant à la condition de Bragg :

$$n\lambda = 2d \sin \theta \quad (1.6)$$

d : le distance interréticulaire

θ : angle de Bragg

Les rayonnements diffractés en retour donnent une série de tâches sur le film correspondant chacune à une famille de plans réticulaires. La projection stéréographique du cliché de Laue en retour nous permet d'obtenir les informations sur l'orientation principale et secondaire de l'éprouvette.

Dans le Tableau 1.2-1, nous avons reporté l'angle de désorientation principale α ainsi que l'angle associé à l'Orientation secondaire des éprouvettes. Le repère géométrique choisi pour définir l'angle Θ est le méplat sur lequel est inscrit le repère de l'éprouvette.

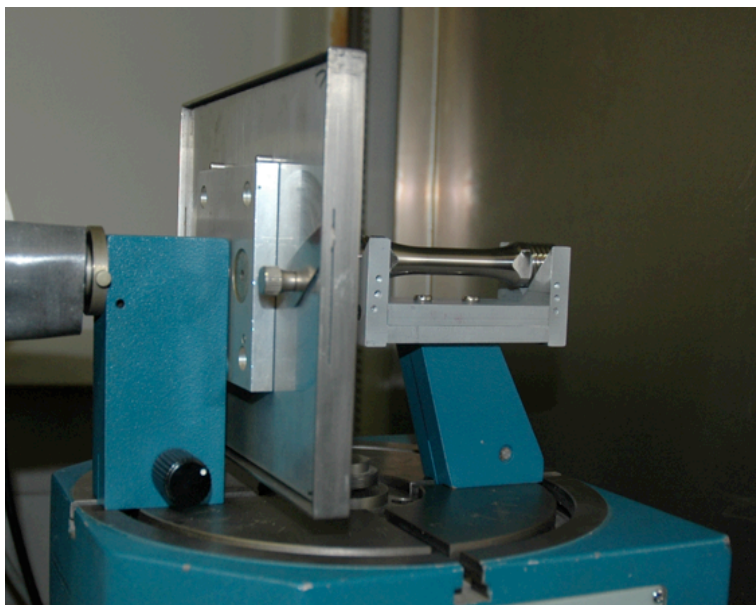
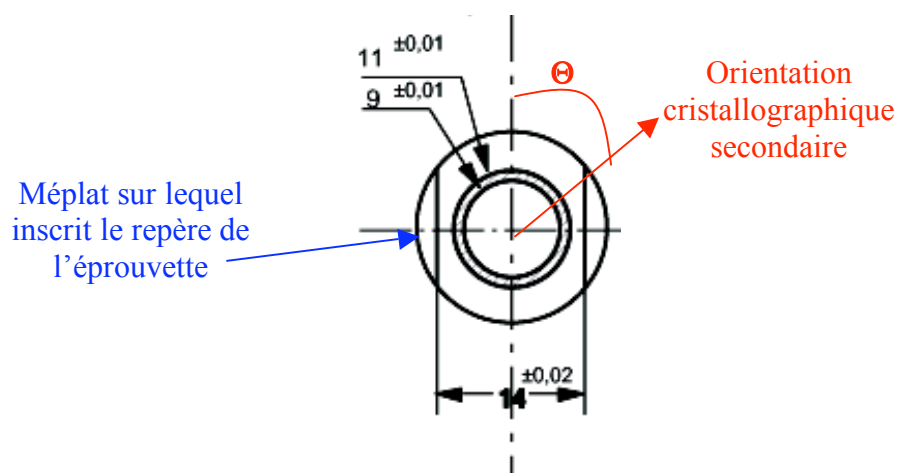


Figure 1.2-1 : Dispositif du montage de Laüe en retour

Figure 1.2-2 : Représentation de l'angle Θ

Repère de l'éprouvette	Orientation principale	Angle de désorientation α (°)	Orientation secondaire Θ (°)
X6660A	$\langle 001 \rangle$	4	40
X6660B	$\langle 001 \rangle$	2	20
X6660D	$\langle 001 \rangle$	4	2
X6660J	$\langle 001 \rangle$	7	17
X6660E	$\langle 001 \rangle$	2	19
X6661D	$\langle 001 \rangle$	0.5	16
X6762D	$\langle 001 \rangle$	3	40

Tableau 1.2-1 : Orientation principale et secondaire par la méthode de Laüe des éprouvettes testées

1.2.2 Géométrie des éprouvettes

1.2.2.1 Eprouvette de type élément de volume

La géométrie des éprouvettes utilisées en fatigue oligocyclique isotherme est définie pour être représentative d'un élément de volume de matière. C'est-à-dire que dans la partie utile de l'éprouvette, les champs de contrainte, de déformation et de température sont uniformes. Le nombre de cycles nécessaires à la propagation d'une fissure de 1 mm correspondra pour le motoriste au nombre de cycles nécessaires à l'amorçage d'une fissure dans la structure considérée.

Après usinage, la zone utile de chaque éprouvette est polie à la pâte diamantée jusqu'à la granulométrie de 1 μm . L'alésage des éprouvettes de fatigue mécano-thermique est achevé par rodage afin de lui conférer un état de surface équivalent à celui obtenu par le polissage à la surface externe de l'éprouvette.

1.2.2.2 Géométrie de l'entaille

L'entaille est assimilée à un défaut de fonderie. Sa géométrie doit être sévère, sa taille réduite afin d'être assimilable à un défaut, tout en respectant les conditions expérimentales d'observation. Nous avons choisi de réaliser une entaille dont la longueur est de 0.5 mm et la largeur de 0.1 mm avec un fond d'entaille semi-circulaire. Il y a environ un facteur 10 entre le rayon d'entaille et le rayon d'un pore naturel. Mais une géométrie d'entaille plus sévère deviendrait plus difficile à obtenir. Si nous envisagions une géométrie plus petite (par exemple, un rayon d'entaille plus petit), le fond d'entaille ne serait pas aussi arrondi. Il est important de respecter la géométrie semi-circulaire du fond d'entaille qui reproduit la géométrie arrondie des pores réels. En effet, un fond d'entaille de forme plutôt carré engendrerait un amorçage dans les coins du fait de la concentration de contrainte plus importante. On perd alors l'intérêt de représenter un pore par une entaille.

L'orientation $\langle 110 \rangle$ correspond à l'orientation pour laquelle la quantité de défauts est la plus importante. On détermine cette orientation associée à l'angle Θ , à l'aide du cliché de diffraction. L'entaille est usinée par électro-érosion à un angle Θ par rapport à l'axe de l'éprouvette.

Le Tableau 1.2-2 présente les dimensions de l'entaille et les conditions de chargement mécanique et thermique pour chaque éprouvette. Nous choisissons les notations suivantes :

- a_0 représente la demi-longueur de l'entaille,
- a_1 et a_2 représente la longueur physique de la fissure, c'est-à-dire la longueur de fissure mesurée à partir du fond de l'entaille,
- r représente le rayon du fond d'entaille.

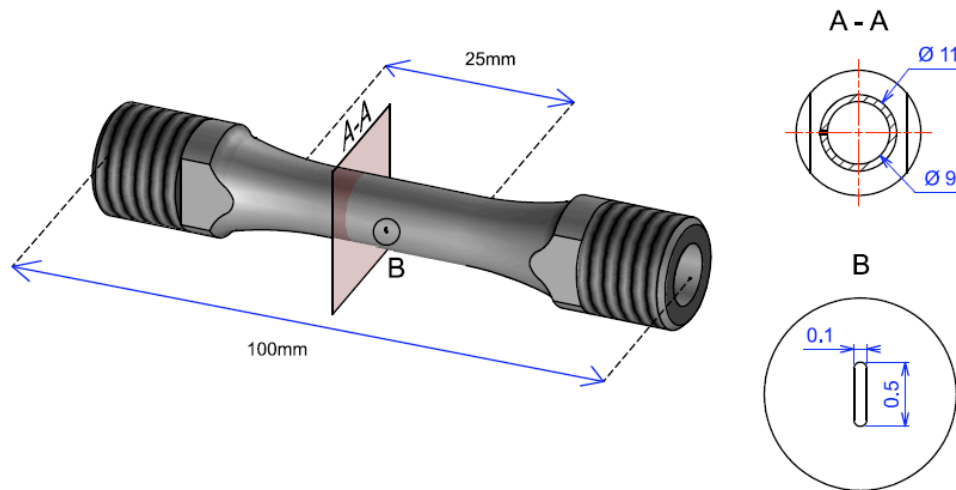


Figure 1.2-3 : Géométrie de l'éprouvette tubulaire entaillée

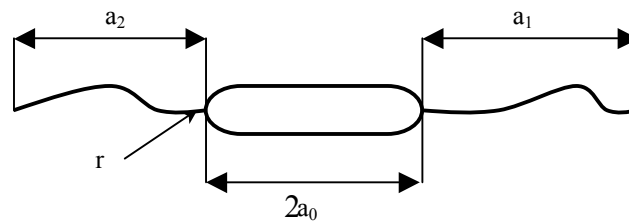


Figure 1.2-4 : Définition des longueurs de fissure

	Orientation entaille	Température d'essai (°C)	a_0 (mm)	r (mm)	$\Delta\epsilon/2$ (%)	$R\epsilon$	Fréquence (Hz)
X6660A	45°	950	0.251	0.05	0.25	-1	0.05
X6660B	0°		0.26	0.05	0.4	-1	0.05
X6660D	0°		0.255	0.05	0.25	-1	0.05
X6660E	0°	650	0.25	0.05	0.4	-1	1
X6660J	0°	950	0.25	0.05	0.25	-1	1
X6661D	45°	650	0.255	0.05	0.5	-1	1
X6762D	45°	Isotherme / Anisotherme	0.258	0.05	0.5	-1	1Hz / Palier 300s

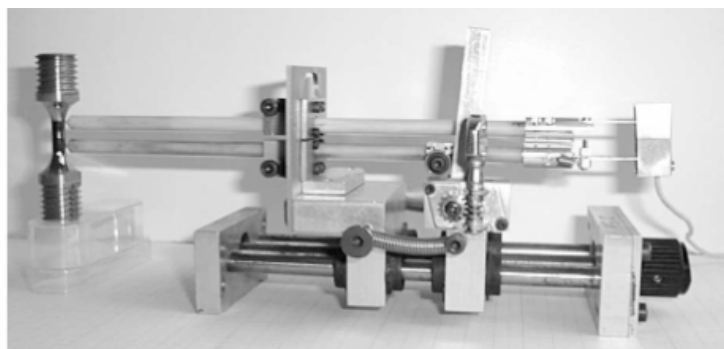
Tableau 1.2-2 : Chargement appliqué pour les essais de micropropagation

1.2.3 Instrumentation de l'essai

Les essais sont réalisés sur une machine servo-hydraulique de marque INSTRON équipée d'une cellule de charge de 50 kN et d'un extensomètre de 10 mm de longueur utile. Le pilotage de la machine s'effectue directement sur le pupitre, tandis que l'acquisition est confiée à un ordinateur. Le dépouillement des essais s'effectue de façon automatique grâce à une macro Excel.

Les éprouvettes sont placées dans un four à images, à quatre lobes, d'une puissance maximale de 6 kW. Chaque lobe présente une forme semi-elliptique permettant une focalisation du rayonnement émis par une lampe à filament de tungstène. Leur température est asservie à l'aide d'un thermocouple Chromel-Alumel ligaturé au centre de la zone utile des éprouvettes. Les températures mesurées sur la partie utile de l'éprouvette sont quasiment uniformes.

Tous les essais sont réalisés en contrôle de déformation totale axiale symétrique ($R_\epsilon = \epsilon_{\min} / \epsilon_{\max} = -1$). Pour la mesure de la déformation, nous utilisons un extensomètre longitudinal adapté aux hautes températures qui a entièrement été développé au laboratoire (Figure 1.2-5 (a)). Le contact avec l'éprouvette est réalisé par l'intermédiaire de deux couteaux en alumine (Figure 1.2-5 (b)) qui transmettent, via un système d'articulation, l'allongement ou la contraction de l'éprouvette à un capteur constitué de quatre jauges d'extensométrie. Connaissant le coefficient d'amplification du capteur, grâce à un étalonnage préalable, nous pouvons calculer la déformation pour une valeur donnée de la base de mesure. La précision des mesures de déformation est de l'ordre de 0.01 %. L'extensomètre est situé sur un support, lui-même fixé sur le four. Une ouverture permet le passage des tiges d'alumine. Nous avons choisi de placer le système d'extensométrie à l'opposé de l'entaille (Figure 1.2-5 (b)) afin de travailler en conditions de plasticité généralisée sans être perturbée par les effets d'entaille.



(a)



(b)

Figure 1.2-5 : (a) Extensomètre longitudinal (b) Montage de l'extensomètre sur l'éprouvette

Pour suivre l'endommagement des éprouvettes et détecter l'amorçage de la fissure, nous utilisons un suiveur électrique de fissures alimenté en courant continu. Nous mesurons ainsi continûment la différence de potentiel (ddp) entre deux points fixes de l'éprouvette au voisinage de l'entaille. L'apparition de l'endommagement au sein du matériau se traduit par une variation de la longueur des lignes de courant et donc par une variation de la ddp. Les

deux prises de potentiel sont placées le plus près possible de l'entaille. La méthode de suivi de fissure est détaillée précisément dans le paragraphe 1.2.4.

Une caméra Foculus FO432SB (résolution 1392 x 1040) est placée à l'extérieur du four en face de l'entaille et permet le suivi optique de l'amorçage et de la propagation de fissure au cours des cycles. Elle permet, en outre, de calibrer le suiveur électrique de fissure.

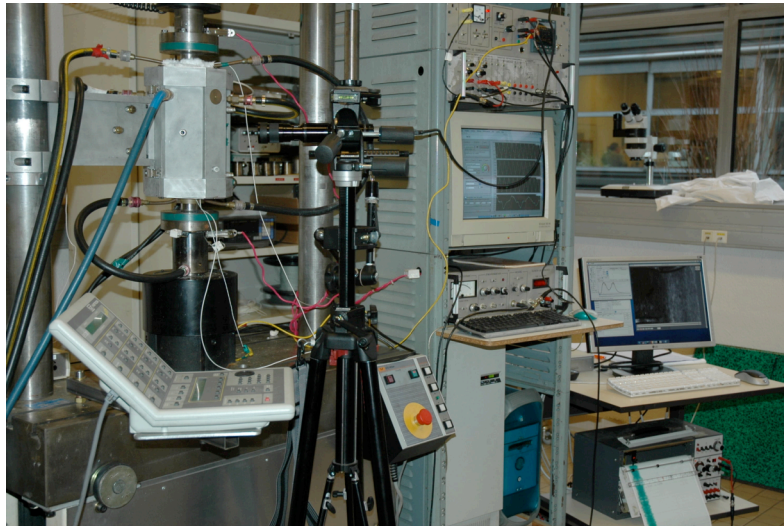


Figure 1.2-6 : Dispositif général d'un essai de microfissuration

1.2.4 Méthode de suivi de fissure

Il existe trois grands types de méthode de mesure de l'évolution de la longueur de fissure durant un essai mécanique :

- La méthode optique (manuelle ou automatisées),
- La mesure de complaisance de l'éprouvette,
- Les méthodes électriques : courant de Foucault, différence de potentiel.

La méthode de mesure par différence de potentiel électrique étalonnée par des mesures optiques ponctuelles a été utilisée pour tous nos essais. Un courant d'intensité constante traverse l'éprouvette. La résistivité du matériau étant constante, la croissance de la fissure diminue la surface efficace de l'éprouvette, ce qui augmente sa résistivité globale. L'apparition de l'endommagement au sein du matériau se traduit par un allongement des lignes de courant. Ceci engendre une augmentation de la différence de potentiel, que l'on mesure grâce à deux sondes placées au-dessus et en dessous de l'entaille. Cette technique permet d'effectuer une mesure dans le volume de l'évolution de fissure (Figure 1.2-7).

Cette technique est utilisée depuis plus de 20 ans au Centre des Matériaux et dans de nombreux autres laboratoires, où elle a été validée et améliorée continûment. Cependant, cette méthode de mesure nécessite de prendre certaines précautions pour obtenir de bons résultats :

- La calibration de la méthode doit être réalisée soigneusement. Plusieurs possibilités existent, nous détaillerons par la suite la technique utilisée ici.
- L'isolation électrique de la machine doit être bonne.
- La stabilité et la sensibilité du système de mesure doivent être excellentes. Dans ce domaine, un progrès très important a été l'apparition des générateurs de courant pulsé.

Par rapport au système à courant continu, ils permettent une réduction du bruit très importante et évitent la dérive du zéro, tout en limitant l'échauffement de l'éprouvette et des fils d'alimentation. Les systèmes à courant alternatif sont quant à eux trop onéreux et complexes.

- Certains phénomènes peuvent perturber la mesure. La résistivité du matériau est modifiée par la déformation plastique. Dans le cas des fissures longues, on reste en plasticité confinée, et ce phénomène peut être négligé. Ce n'est pas le cas pour les fissures courtes que nous étudions plus spécialement. Par ailleurs, l'oxydation engendre la formation d'une couche d'oxyde semi-conductrice sur les lèvres de la fissure, qui peut parfois perturber la mesure en cas de fermeture de fissure.

Il existe 3 méthodes principales de calibration :

- La méthode de calibration empirique. Il existe deux possibilités :
 - On trace des points dans un graphe longueur de fissure – potentiel, et on calibre un polynôme d'ordre 5. On a alors une relation du type $a/w=f(V/V_0)$. Mais cette méthode n'est pas très précise pour les fissures courtes car la courbe de calibration est faite une fois pour toutes.
 - On utilise une formule assez complexe proposée par Johnson (Johnson, 1965) qui permet de faire le lien entre la longueur de fissure et la différence de potentiel.
- La méthode de calibration par des calculs éléments finis : elles s'est développée depuis les années 1970 (Ritchie and Bathe, 1979). Il s'agit de résoudre l'équation de Laplace par la méthode des éléments finis, avec comme inconnue nodale le potentiel électrique.
- La méthode de calibration théorique. Celle que nous retenons.

La calibration de cette dernière méthode consiste à déterminer le lien qui existe entre la longueur de fissure mesurée sur une photographie prise avec la caméra et la différence de potentiel mesurée. La méthode de calibration repose sur la résolution de l'équation de Laplace pour une géométrie et des conditions aux limites fixées :

$$\nabla^2(\phi(x,y)) = 0 \quad (1.7)$$

où ϕ est le potentiel électrique stationnaire en un point de coordonnée (x,y) de l'éprouvette. Comme l'a montré Clark (Clark and Knott, 1975), cette technique est plus précise que les méthodes empiriques, notamment pour les fissures courtes et l'amorçage de fissure. Dans le cas de figure illustré par la Figure 1.2-7, on peut trouver une solution analytique à l'équation 1.4, en utilisant une transformation conforme pour simplifier les calculs.

Pour chaque essai, on effectue une calibration. On tient compte de la position réelle des prises de potentiel. La longueur de fissure est mesurée grâce à l'acquisition des images obtenues avec la caméra placée devant l'entaille. On obtient ainsi un accord excellent entre la longueur de fissure mesurée et celle prévue par l'équation de calibration, comme on peut le voir sur la Figure 1.2-8.

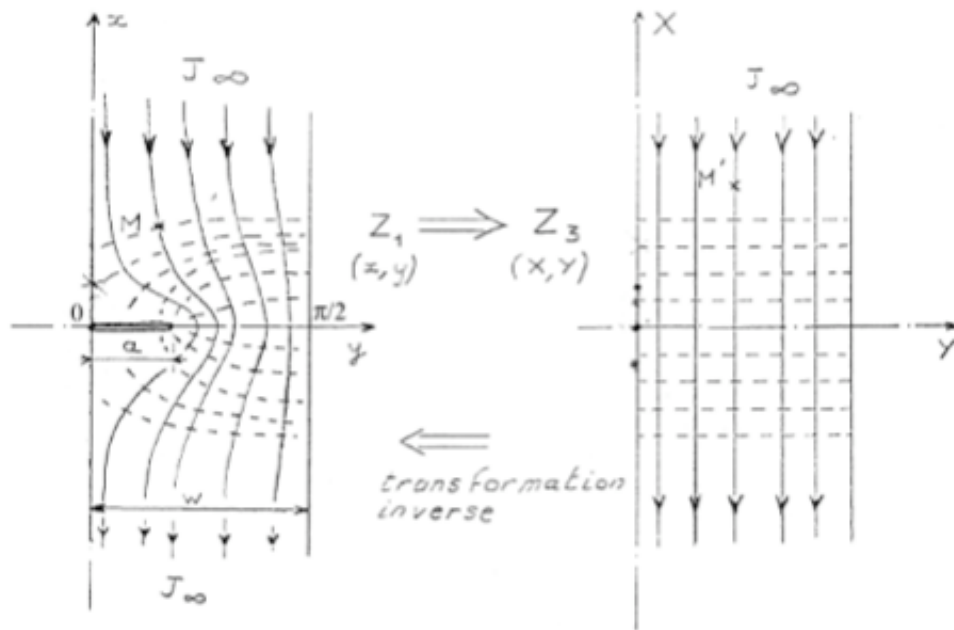


Figure 1.2-7 : Ligne de courant pour une géométrie simple. Modification dans l'espace conforme (Soniak, 1989)

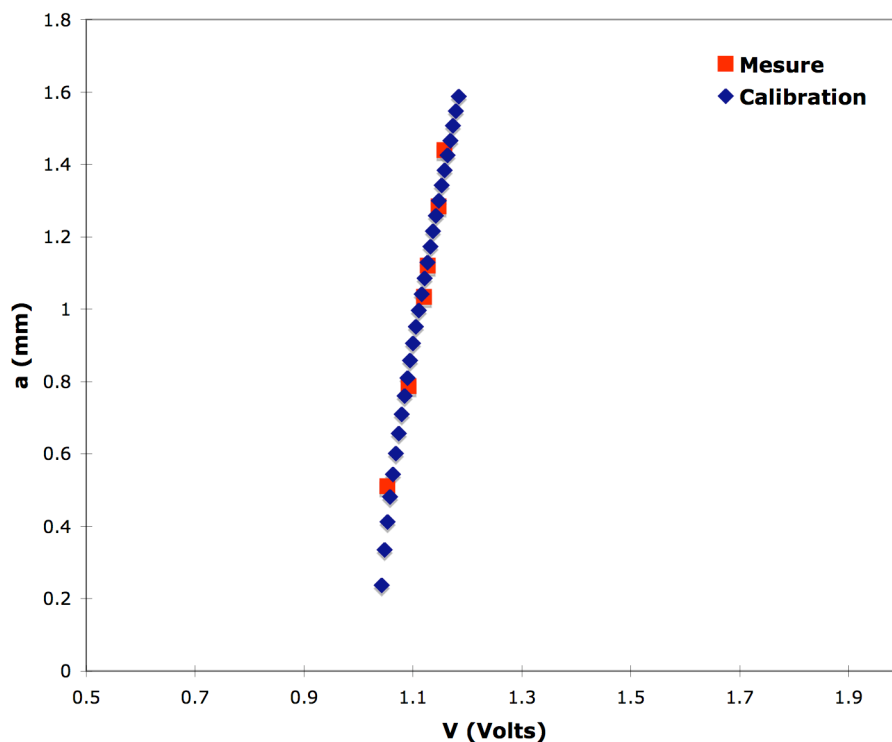
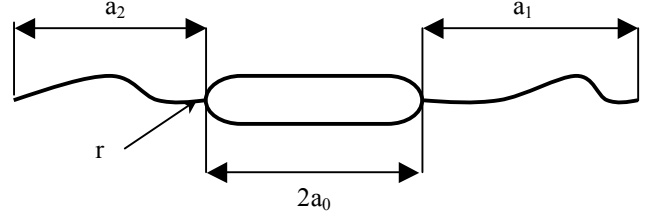


Figure 1.2-8 : Comparaison entre la calibration et les mesures pour la microfissure de l'éprouvette X6660D

1.2.5 Détermination de la vitesse de propagation

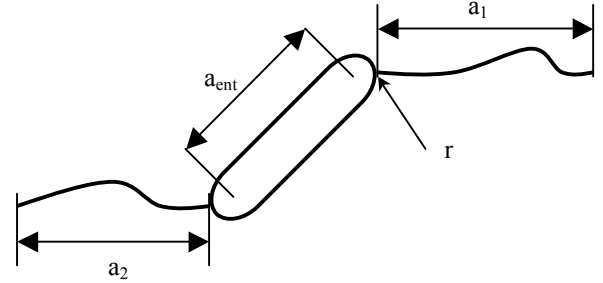
La longueur de fissure utilisée dans le calcul de la vitesse de propagation et du facteur d'intensité de contrainte est une longueur de fissure équivalente. Dans la suite de notre étude, la longueur de fissure notée « a » est définie de la manière suivante :

- Pour l'entaille horizontale :



$$a = \frac{a_0 + 2r + a_1 + a_2}{2} \quad (1.8)$$

- Pour une entaille inclinée à 45° par rapport à l'axe de l'éprouvette :



$$a = \frac{a_{ent} \cos(45) + 2r + a_1 + a_2}{2} \quad (1.9)$$

La vitesse de fissuration est donc calculée entre deux instants t_i et t_{i+1} par la relation :

$$\frac{da}{dN} \approx \frac{a_{i+1} - a_i}{N_{i+1} - N_i} \quad (1.10)$$

1.2.6 Calcul du facteur d'intensité de contrainte

Les expériences montrent habituellement que la progression de fissure et la résistance résiduelle d'une structure possédant un défaut sont très bien gouvernées par le facteur d'intensité de contrainte. D'une manière générale, le facteur d'intensité de contrainte peut s'exprimer sous la forme :

$$K = \beta \sigma \sqrt{\pi a} \quad (1.11)$$

β étant le facteur dit de correction. Pour chaque cas particulier, il convient de déterminer β . Ce paramètre dépend de la nature de la fissure et des sollicitations extérieures. Si le problème général tridimensionnel est souvent complexe et si la détermination du facteur K requiert un calcul numérique délicat, bons nombres de problèmes types ont été résolus et les solutions font l'objet de formulaires (Murakami, 1987). Dans le cas où la configuration structurale est trop compliquée pour obtenir une solution par le biais des formulaires, il existe des moyens

d'obtenir une approximation de la valeur de β . Il existe trois types de méthode qui sont présentées par Buis (Buis, 1978).

- La méthode analytique,
- La méthode numérique,
- La méthode expérimentale.

Dans le cas de la méthode expérimentale, le facteur d'intensité de contrainte est calculé par l'intermédiaire de grandeurs mesurables comme la déformation, la complaisance. La singularité ne s'applique qu'à la pointe de fissure, les méthodes utilisées doivent être très précises et permettre d'étudier de forts gradients de contraintes.

La complaisance est un renseignement très important qui permet d'effectuer l'étalonnage du facteur d'intensité de contrainte. Le principe expérimental est le suivant : on réalise deux mesures de pentes dans un diagramme force-déplacement à deux longueurs de fissure légèrement différentes (Figure 1.2-9). Il s'agit donc d'une méthode différentielle qui porte sur la variation de pente élastique due à la variation de la géométrie de la fissure.

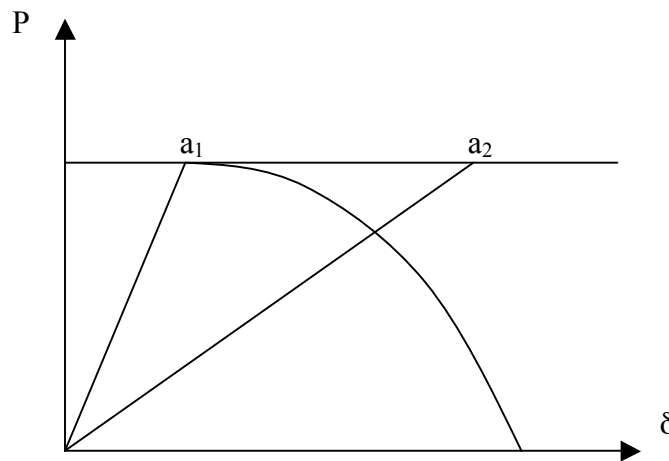


Figure 1.2-9 : Diagramme force – déplacement à deux longueurs de fissure

Le taux de restitution d'énergie libre créée par l'extension de la fissure qui s'accroît d'une surface dS lié à une variation de complaisance dc s'écrit :

$$G = \frac{1}{2} P^2 \left(\frac{dc}{dS} \right) \quad (1.12)$$

P désigne la charge à laquelle est soumise l'éprouvette.
D'où en utilisant la relation d'Irwin :

$$G = \frac{(1 - \nu^2)}{E} K^2 \quad (1.13)$$

où ν est le coefficient de Poisson et E le module d'Young, le facteur d'intensité de contrainte peut s'écrire :

$$K = Y(a) \frac{P}{S} \sqrt{\pi a} \quad (1.14)$$

a représente la longueur de fissure, S est la section initiale.
On en déduit le coefficient sans dimension $Y(a)$

$$Y(a) = \sqrt{\frac{E S^2}{(1-\nu^2) 2\pi a \left(\frac{dc}{dS}\right)}} \quad (1.15)$$

w représente la largeur de l'éprouvette SEN.

Cette équation permet alors de déduire la valeur du facteur d'intensité de contrainte K .

F. Soniak (Soniak, 1989) a mis en œuvre cette méthode pour des éprouvettes de type SEN. En fixant un capteur à pont de jauge sur l'éprouvette du côté de la fissure lors de la pré-fissuration (à 20°C°), il a étudié les mécanismes d'ouverture et de fermeture de fissure. Ainsi, les valeurs de la complaisance sont mesurées. Sur le graphe (Figure 1.2-9), nous avons tracé la complaisance en fonction de a/w .

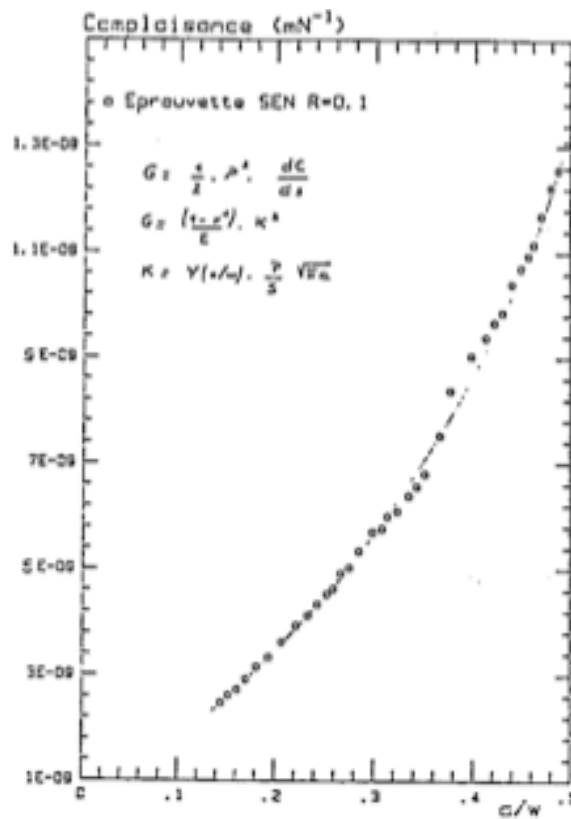


Figure 1.2-10 : Courbes expérimentales de l'évolution de la complaisance en fonction de la longueur de fissure normalisée a/w sur éprouvette SEN de largeur 18 mm et d'épaisseur 4 mm (Soniak, 1989).

Plusieurs relations du facteur de correction $Y(a/w)$ ont été déterminées pour ce type d'éprouvette.

- Pour une éprouvette SEN de 4 mm d'épaisseur, F. Soniak propose la relation suivante :

$$Y(a/w) = 1.122 + 0.5(a/w) \quad (1.16)$$

- Pour une éprouvette SEN de 2 mm d'épaisseur, F. Soniak propose la relation suivante:

$$Y(a/w) = 1.122 + 1.5(a/w) \quad (1.17)$$

- Murakami (Murakami, 1987) a proposé la relation suivante pour les éprouvettes SEN de 2 mm d'épaisseur :

$$Y(a/w) = 1.12 - 0.231(a/w) + 10.55(a/w)^2 - 21.72(a/w)^3 + 30.39(a/w)^4 \quad (1.18)$$

Les extrémités filetées de l'éprouvette ont permis d'obtenir des conditions de sollicitations relativement pures et définies par l'expérience. Il est important de noter que les différentes hypothèses concernant les conditions limites donnent lieu à des variations importantes sur le calcul du facteur d'intensité de contrainte. Les conditions de montage comme la rigidité fixée par les lignes d'amarrage ont donc une influence sur la détermination du facteur d'intensité de contrainte. Plusieurs conditions sont possibles : traction uniforme, extrémités encastrees avec ou sans rotation. De plus, les conditions d'élancement de l'éprouvette entre sa largeur et sa hauteur interviennent et changent les conditions de sollicitation.

F. Soniak (Soniak, 1989) a étudié l'influence de ces conditions de montage sur le facteur d'intensité de contrainte. Il montre (Figure 1.2-10) que pour l'amarrage de l'éprouvette SEN qu'il a testé (courbe SEN CDM), il obtient un cas intermédiaire entre les conditions de rotations libres aux extrémités et d'encastrement parfait. On note que lorsque la longueur de fissure devient importante, cela entraîne une condition de rotation entre les lignes d'amarrage lors de la sollicitation de l'éprouvette. C'est pourquoi, la formulation du facteur de correction $Y(a)$ dépend du système d'amarrage et de la géométrie des éprouvettes.

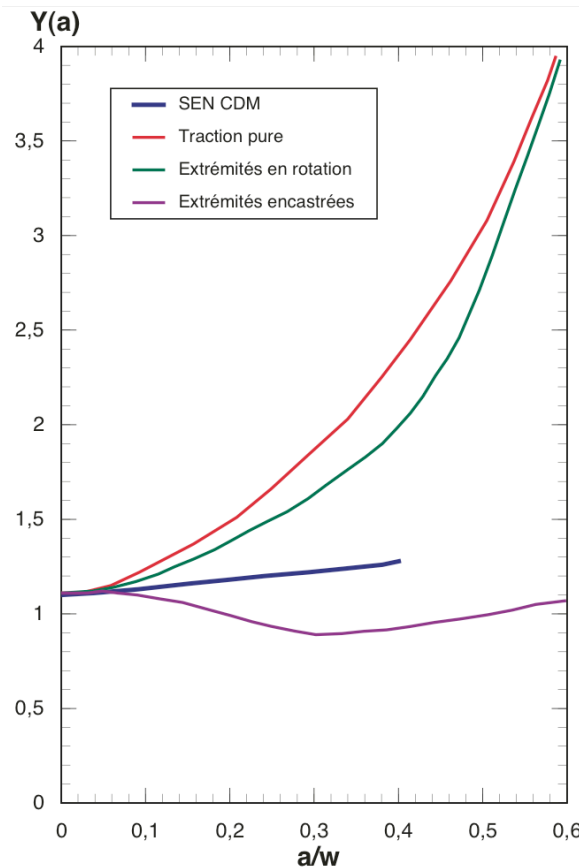


Figure 1.2-11 : Etalonnage adimensionnel du facteur d'intensité de contrainte de l'éprouvette SEN 4 mm (Soniak, 1989)

Contrairement à l'éprouvette SEN qui peut subir un phénomène de rotation entre les lignes d'amarrage lorsque la longueur de fissure augmente, l'éprouvette tubulaire est plus rigide. On considère que l'on peut utiliser la relation du facteur de correction de l'éprouvette SEN de 4 mm d'épaisseur mais que le terme $0.5 \cdot (a/w)$ devient nul du fait que l'éprouvette tubulaire entaillée admet une rigidité plus importante que pour l'éprouvette SEN et interdit toute rotation tant que $a \ll d/2$.

On estime donc que le facteur de correction $Y(a/w)$ est proche de 1. La formule du facteur d'intensité de contrainte utilisée s'écrit alors :

$$\Delta K = (\sigma_{\max} - \sigma_{ouv}) \sqrt{\pi a} \quad (1.19)$$

Les essais sont réalisés avec un rapport de charge de -1, ce qui engendre une contrainte à l'ouverture très proche de 0. On en déduit que le facteur d'intensité de contrainte peut s'écrire :

$$\Delta K = \sigma_{\max} \sqrt{\pi a} \quad (1.20)$$

Chapitre II

Analyse expérimentale de la micro-propagation de fissure

Sommaire

2	Analyse expérimentale de la micro-propagation de fissure	42
2.1	Amorçage et propagation de fissure longue dans l'AM1	42
2.1.1	Evaluation de l'amorçage de fissure	42
2.1.2	Les mécanismes de fissuration en fatigue dans l'AM1.....	43
2.1.3	Influence du rapport de charge	43
2.1.4	Influence de la fréquence	43
2.1.5	Effet de l'environnement.....	44
2.2	Comportement des fissures courtes	46
2.2.1	Vitesse de propagation des fissures courtes	46
2.2.2	Effet de la microstructure	47
2.2.3	Effet d'entaille	48
2.2.4	Fermeture de fissure.....	48
2.2.5	Considérations montrant l'inapplicabilité de la MLR.....	50
2.3	Résultats de micro-propagation de fissure	51
2.3.1	Le comportement cyclique	51
2.3.2	Evolution de la croissance de fissure	57
2.3.3	Analyse de la vitesse de propagation de fissure	62
2.3.4	Observations microstructurales.....	67
2.3.5	Effet de l'oxydation sur la propagation de fissure.....	83
2.4	Essai d'amorçage sur porosité naturelle.....	85
2.5	Bilan de l'analyse expérimentale.....	97

2 Analyse expérimentale de la micro-propagation de fissure

L'application d'une charge cyclique à une pièce se traduit par l'apparition d'un dommage qui comprend deux phases. La première phase, dite d'amorçage, correspond à la formation, le plus souvent à la surface de la pièce à partir de bandes de glissement persistantes ou au droit d'inclusions, de microfissures et à leur propagation. La deuxième phase correspond à la propagation d'une de ces fissures. La proportion relative de stade d'amorçage et de propagation dépend de l'amplitude de la sollicitation, de la géométrie de la pièce, de la microstructure du matériau, de la température et de l'environnement. Cette division de la durée de vie est largement critiquée par Miller (Miller, 1982, Miller, 1987, Miller, 1988) car il s'appuie sur le principe qu'il y a toujours des microfissures dans le matériau. La durée de vie d'une éprouvette est selon lui décomposée en une étape de propagation des fissures «courtes» puis de propagation de la fissure principale « longue ».

Dans ce chapitre, nous rappelons les définitions d'amorçage et de propagation de fissure. Cette étude concerne la micro-propagation de fissure, nous rappellerons les caractéristiques du comportement des fissures courtes. Puis, nous décrirons les résultats obtenus des essais de micro-propagation de fissure.

2.1 Amorçage et propagation de fissure longue dans l'AM1

La définition de l'amorçage est encore aujourd'hui une des principales difficultés. Elle est différente selon que l'on s'intéresse à l'évolution microstructurale du matériau ou que l'on considère l'apparition d'une microfissure.

2.1.1 Evaluation de l'amorçage de fissure

Plusieurs définitions sont utilisées dans la littérature :

- La variation de la rigidité de l'éprouvette,
- L'apparition d'une fissure de quelques microns,
- La chute de la charge supportée par l'éprouvette.

La phase d'amorçage est généralement constituée par la nucléation et la croissance de fissures « courtes » mais la longueur seuil de fissure à laquelle l'amorçage se produit manque de définition uniforme. Plusieurs auteurs pensent que la phase d'amorçage d'une fissure de fatigue est de durée négligeable et qu'il existe des « petites » fissures de taille comparable à celle d'un défaut microstructural. Ces fissures se manifestent dès les premiers cycles de sollicitation. Alors, la durée de vie associée à l'amorçage correspondrait en fait à la phase de propagation de ces fissures courtes avant qu'elles n'atteignent une taille détectable par les moyens de suivi usuels (Gérard, 2003). D'autres auteurs estiment que la période d'amorçage de fissures dans un composant, à l'origine sans défaut, peut constituer une partie significative de sa durée de vie totale en fatigue (Kruzic, 1999).

Des défauts de type irrégularités de surface, pores ou inclusions, provoquent des concentrations de contraintes locales très élevées conduisant à la rupture rapide par formation de microfissures. Mais les défauts ne sont pas les seuls sites d'amorçage de fissures dans les pièces.

2.1.2 Les mécanismes de fissuration en fatigue dans l'AM1

La fissuration dans les superalliages monocristallins a été largement étudiée. Ces travaux ont mis en évidence l'influence de la température et de l'orientation cristallographique sur la propagation de fissure.

- Pour les températures inférieures à 650°C, la propagation de fissure se fait sur des plans cristallographiques octaédriques de type $\langle 111 \rangle$,
- A haute température, on observe plutôt une fissuration perpendiculaire à la direction de sollicitation.

2.1.3 Influence du rapport de charge

Lorsque le rapport de charge $R = \sigma_{\min} / \sigma_{\max}$ augmente, la vitesse de fissuration croît pour un même ΔK , mais les courbes $da/dN - \Delta K$ possèdent la même allure. Autrement dit, quand un matériau est sollicité à R plus élevé, sa résistance à la fissuration est plus faible ; par contre, ceci a un effet bénéfique sur la durée de vie exprimée en fonction de la contrainte maximale.

L'influence du rapport R peut être interprété en terme de mécanisme de fermeture prématurée de la fissure au déchargement. L'influence du rapport de charge R est donc lié à l'influence de l'environnement. Lorsque R est élevé, il existerait un seuil intrinsèque de propagation qui correspondrait au niveau maximal de chargement pour lequel aucun endommagement permanent ne s'accumulerait en tête de fissure.

Lorsque la vitesse de propagation est représentée en éliminant les contraintes de fermeture ($da/dN - \Delta K_{\text{eff}}$), un comportement identique est observé pour les différents rapports de charge. L'utilisation du concept de fermeture permet donc d'éliminer l'influence du niveau moyen de contrainte appliquée. Elber (Elber, 1970) proposa d'ailleurs de remplacer ΔK par ΔK_{eff} dans la loi de Paris :

$$\frac{da}{dN} = C(\Delta K_{\text{eff}})^m$$

2.1.4 Influence de la fréquence

Les fissures se propagent plus vite à faible fréquence. N. Marchal (Marchal, 2006) compare un essai réalisé à 0.05 Hz sous air avec un essai mené à l'ONERA à 50 Hz sous air (Figure 2.2-1). Il constate que les vitesses de propagation sont plus élevées à faible fréquence qu'à haute fréquence.

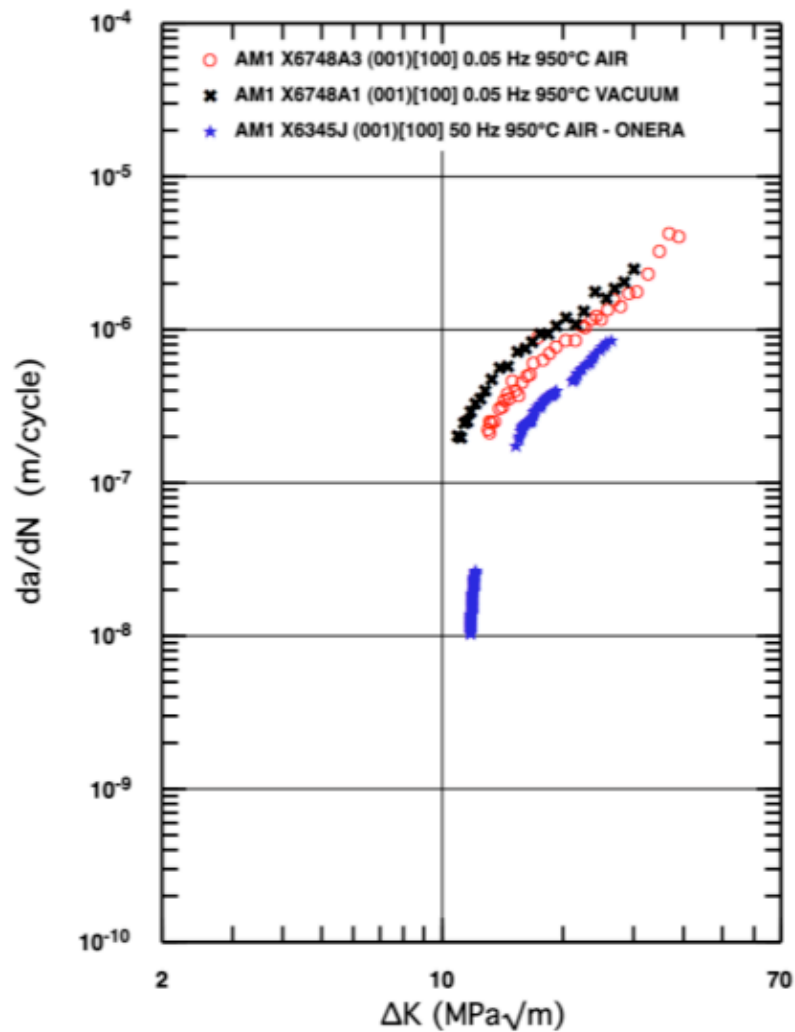


Figure 2.1-1 : Propagation de fissure sous air et sous vide pour différents niveaux de fréquence

2.1.5 Effet de l'environnement

D'une manière générale, l'extension d'une fissure dans un milieu oxydant fait l'objet d'une compétition entre deux mécanismes de base : d'un côté, la fragilisation par la présence d'un milieu agressif qui accélère la vitesse de propagation d'une fissure (Evans, 1997) ; de l'autre, le phénomène de fermeture (rugosité et oxydation) qui contribue à la ralentir.

En effet, l'effet de fermeture dû à la rugosité peut diminuer les possibilités d'accès en pointe de fissure et ainsi limiter l'effet de la fragilisation. De plus, les dépôts d'oxyde, qui se forment sur les surfaces fraîchement créées, peuvent agir comme des protecteurs, et donc améliorer la résistance à la fragilisation.

Les aubes de turbines sont très exposées aux environnements oxydants. De nombreux travaux ont été réalisés pour étudier les phénomènes d'oxydation dans ces matériaux. Des essais de fissuration sous air ont permis de montrer deux effets de l'oxydation :

- Une croissance de la couche d'oxyde sur les lèvres de la fissure qui a pour conséquence d'amplifier les effets de fermeture en augmentant le seuil d'ouverture de la fissure. Cet

effet entraîne un ralentissement de la propagation de fissure.

- Une fragilisation du matériau en pointe de fissure due à la diffusion de l'oxygène qui diminue les propriétés mécaniques du matériau. Cet effet induit une accélération de la propagation de fissure.

À 950°C, si la vitesse de fissuration de la couche d'oxyde en arrière de la pointe de fissure est plus rapide que la vitesse d'avancée de la fissure, il y a un ralentissement de la propagation de la fissure. L'effet de l'oxydation tend à ralentir la propagation de fissure sous air ($R=0.1$). La formation de la couche d'oxyde joue le rôle d'un point de soudure à la pointe de la fissure.

À moyenne température, et à vitesse moyenne, il y a un phénomène de diffusion de l'oxygène en avant de la pointe de fissure. Cet élément peut soit se placer en substitution dans la maille, soit s'accumuler dans des zones de fortes densités de dislocations et conduire à un état de fragilisation accélérant la propagation de fissure. Cet effet diminue lorsque la vitesse de propagation est égale à la vitesse de diffusion de l'oxygène.

La présence d'une discontinuité géométrique telle qu'une fissure conduit à l'existence d'une déformation inélastique considérable en pointe de fissure (Malpertu, Remy, 1990).

2.2 Comportement des fissures courtes

Dans les aubes de turbine, les pores peuvent entraîner l'amorçage d'une « fissure courte » qui se propage sous sollicitation cyclique. Il est donc indispensable de bien maîtriser leur croissance afin de pouvoir prédire les durées de vie de structures en considérant la période d'amorçage et de propagation de ces fissures. Sur les bases de la Mécanique Linéaire de la Rupture (MLR), certains auteurs (Pearson, 1975) (Ravichandran, 1999, Ritchie, 1986, Miller, 1986, Miller, 1987, Miller, 1988, Miller, 1992, Miller, 1993, Hudack, 1981), ont montré que les fissures courtes se propageaient plus vite que ce que l'on prévoit à partir de la croissance des fissures longues. Ainsi, ni le concept de similitude, ni la plasticité confinée, généralement acceptés en MLR, ne sont vérifiés pour les fissures courtes.

L'évolution des fissures courtes se situe dans un domaine intermédiaire entre le domaine d'amorçage des fissures et le domaine de la propagation des fissures longues, qui s'appuie sur la Mécanique Linéaire de la Rupture. Différents auteurs proposent une définition de la fissure courte reposant sur plusieurs critères (Suresh, 1984) (Ritchie and Lankford, 1986) : soit comme des fissures de taille comparable en longueur à d'autres paramètres microstructuraux ou des fissures présentant une taille de zone plastique non négligeable, ou simplement géométriquement petite. Le comportement des fissures courtes est un sujet complexe, où les facteurs qui affectent les fissures courtes sont très différents. Une analyse est proposée par (Davinson et al., 2003). Nous pouvons les classer selon quatre grandes familles :

- Les fissures **microstructuralement courtes** qui ont une taille comparable à la taille du grain,
- Les fissures **mécaniquement courtes** qui peuvent être entourées d'une zone plastique dont la taille est comparable ou supérieure à celle de la fissure. Dans ce cas, la condition de plasticité confinée en fond de fissure n'est plus respectée,
- Les fissures **physiquement courtes** où la fissure a un sillage plastique limité et les mécanismes de fermeture n'ont pas pu se développer et la taille reste faible,
- Les fissures **chimiquement courtes** pour lesquelles les effets d'environnement pourront être amplifiés même aux faibles profondeurs de fissure (fatigue-corrosion).

Cette difficulté de définir universellement le terme de fissure courte est liée à celle de déterminer une frontière entre les fissures courtes et les fissures longues.

Les Fissures étudiées ici se classent dans la catégorie des fissures « mécaniquement courte ».

2.2.1 Vitesse de propagation des fissures courtes

Le comportement des fissures en début de la propagation présente principalement deux types de caractéristiques de propagation (Figure 2.2-1). Dans le premier cas, les fissures courtes se propagent à une vitesse non régulière en dessous du seuil (ΔK_{th}) des fissures longues. Dans certains cas, si la fissure est une fissure courte secondaire, elle arrête de se propager définitivement, et peut être appelée fissure courte non propageante. Si la fissure est

une fissure courte principale, elle se propage de manière irrégulière jusqu'à rupture de la pièce avec une vitesse de propagation soit accélérée, soit décélérée dans la région située en dessous du seuil des fissures longues. Dans certains cas, cette décélération continue jusqu'à une vitesse minimale, quasiment nulle. Après avoir franchi cette décélération, les fissures courtes se propagent avec une vitesse accélérée pour rejoindre le comportement des fissures longues. Plusieurs comportements de croissance de petite fissure sont tracés sur le graphe.

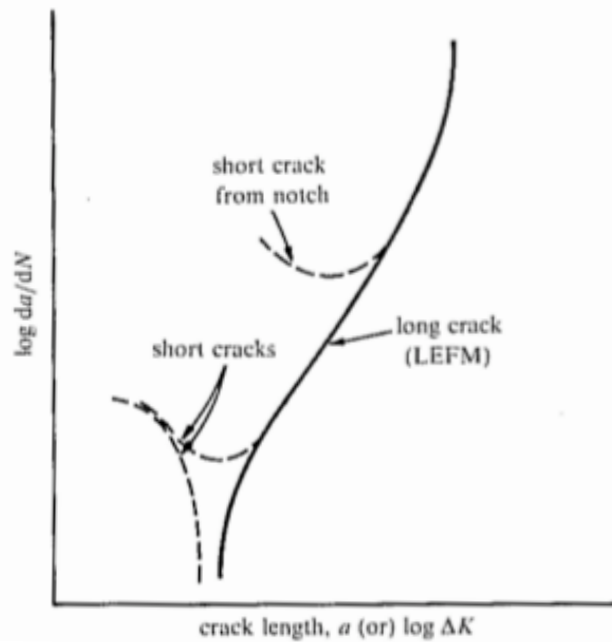


Figure 2.2-1 : Représentation schématique du comportement des vitesses de propagation de fissures longues et courtes (Suresh, 1984)

L'explication de la chute de vitesse de propagation réside dans le fait que les petites fissures ont un sillage plastique plus faible que celui des fissures longues, et par conséquent la valeur de la contrainte nécessaire pour ouvrir la fissure sera plus faible que la contrainte d'ouverture nécessaire pour une fissure longue. En d'autres termes, le facteur d'intensité de contrainte K_{eff} pour les fissures courtes sera plus grand que celui des fissures longues, ce qui entraînera une vitesse de propagation de fissures courtes plus élevée.

2.2.2 Effet de la microstructure

Des « barrières microstructurales » peuvent être à l'origine de la variation de vitesse de propagation de fissure. Dans le cas des matériaux polycristallins, les fissures qui se propagent le long de bande de glissement sont souvent ralenties à l'approche d'un joint de grain. Au fur et à mesure que la longueur de fissure augmente, les fluctuations s'effacent graduellement jusqu'à ce que la vitesse augmente de façon monotone.

2.2.3 Effet d'entaille

Le comportement de fissure courte peut s'expliquer par l'effet de la plasticité créée par l'entaille. Lorsque la fissure est suffisamment petite, son champ plastique est englobé dans le champ plastique de l'entaille, ce qui conduit à des contraintes résiduelles de compression qui ralentissent la fissuration. Lorsque la fissure croît et sort du champ plastique de l'entaille, la propagation redevient normale sous le contrôle de sa propre zone plastique.

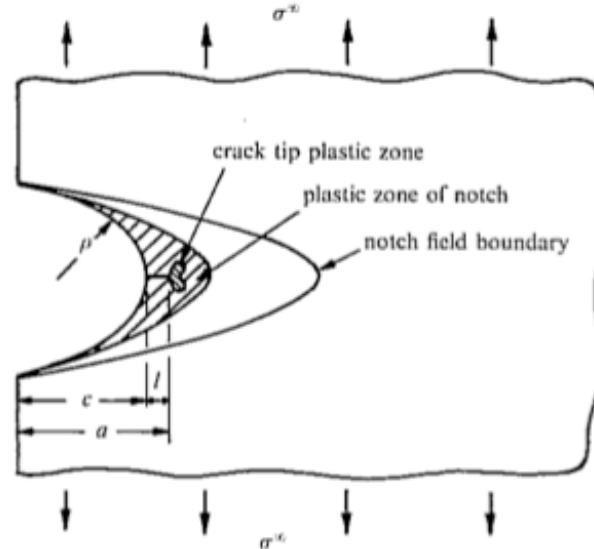


Figure 2.2-2 : Représentation schématique de l'effet d'entaille sur la propagation de petites fissures (Suresh, 1984)

2.2.4 Fermeture de fissure

La fermeture de fissure peut être induite par plusieurs phénomènes comme la rugosité, l'oxydation ou la plasticité.

C'est Elber (Elber, 1971) qui proposa le concept de fermeture de fissure. Dans son approche, l'amplitude de chargement qui joue effectivement un rôle sur la propagation de la fissure est plus petite que $\Delta K = K_{\max} - K_{\min}$ et vaut $\Delta K_{\text{eff}} = K_{\max} - K_{\text{ouv}}$ où K_{ouv} est le facteur d'intensité de contrainte à l'ouverture de la fissure.

2.2.4.1 Fermeture induite par la plasticité

En se propageant, une fissure de fatigue entraîne avec elle la zone plastifiée qui se développe à son extrémité. Il se forme ainsi, au fur et à mesure que la fissure progresse, un sillage plastique autour de la fissure. Au cours d'un cycle de fatigue suivant, la décharge élastique du matériau entraîne des contraintes de compression sur le sillage plastique de la fissure : c'est le phénomène de fermeture induite par la plastification. Elber (Elber, 1970) a observé pour la première fois un contact prématuré des lèvres de la fissure pendant la décharge lorsque la contrainte nominale n'est pas encore nulle. Il a alors introduit le concept de fermeture de fissure de fatigue induite par la plasticité. En effet, durant la propagation de la fissure, les contraintes de compression, créées autour de la fissure lorsque la charge tend vers zéro, empêchent l'ouverture de la fissure, diminuant ainsi l'ouverture théorique du front de fissure. Ainsi, alors que l'éprouvette est globalement en traction, la pointe de la fissure peut

rester fermée jusqu'à une contrainte que l'on appellera contrainte d'ouverture à laquelle est associée la charge d'ouverture de la fissure.

Comme la fissure ne peut se propager que lorsque son extrémité est ouverte, l'amplitude du chargement global appliquée : $\Delta\sigma = \sigma_{\max} - \sigma_{\min}$ se trouve alors réduite à une valeur plus faible telle que :

$$\Delta\sigma_{\text{eff}} = \sigma_{\max} - \sigma_{\text{ouv.}}$$

2.2.4.2 Fermeture induite par l'oxydation

Une deuxième raison invoquée pour expliquer le phénomène de fermeture concerne le dépôt d'oxyde sur les surfaces de rupture. Cette couche empêche la refermeture totale des surfaces fissurées, et par conséquent modifie la cinétique de propagation de la fissure.

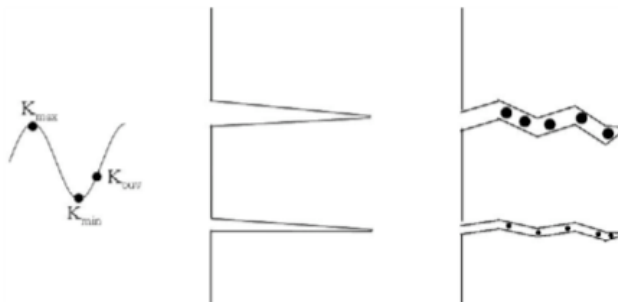


Figure 2.2-3 : Représentation schématique de fermeture induite par l'oxydation (Suresh and Ritchie, 1982)

Les épaisseurs d'oxyde sont différentes suivant l'environnement pour un rapport de charge donné. De plus, une forte dépendance entre la fermeture de la fissure et l'oxydation des surfaces peut intervenir et expliquer la diminution de la vitesse de propagation.

2.2.4.3 Fermeture induite par la rugosité

La rugosité est associée au trajet très tortueux et aux déplacements des lèvres de fissure suivant le mode II, ce qui empêche sa refermeture totale à charge nulle (Figure 2.2-4). En effet, les surfaces de rupture n'étant pas rigoureusement lisses, une fermeture prématurée peut intervenir si les lèvres de la fissure perdent leurs coïncidences respectives à la suite d'un glissement des surfaces de l'une par rapport à l'autre.

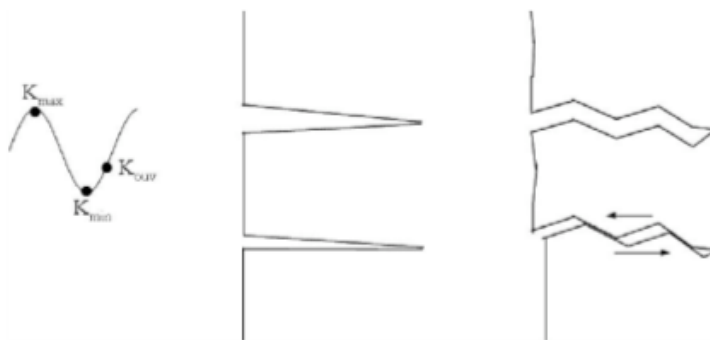


Figure 2.2-4 : schématisation du mécanisme de fermeture induite par la rugosité (Suresh, 1982)

2.2.5 Considérations montrant l'inapplicabilité de la MLR

La relation entre l'amorçage de fissure, les petites fissures et les fissures longues est décrite par le diagramme de Kitagawa et Tagahashi (Figure 2.2-5) (Kitagawa, 1967). Il existe une taille critique de fissure a_0 en dessous de laquelle le seuil de propagation de fissure ΔK_{th} décroît lorsque la longueur de fissure (a) décroît. Les fissures plus petites qu'une longueur critique a_0 sont capables de croître avec un ΔK en dessous du seuil de propagation ΔK_{th} des fissures longues. Lorsque $a < a_0$, le seuil est caractérisé par une contrainte σ_0 qui s'approche de la limite de fatigue σ_e . La longueur seuil de fissure a_0 en dessous de laquelle la Mécanique Linéaire de la Rupture n'est plus valable est décrite par :

$$a_0 = \frac{1}{\pi} \left(\frac{\Delta K_0}{\Delta \sigma_e} \right)^2$$

Et cette longueur a_0 varie en fonction du matériau. Il en résulte que les fissures courtes se propagent à des valeurs de ΔK inférieures au seuil de propagation des fissures longues.

Dans le cas cette étude, on considère l'amorçage sur un pore et la propagation de petite fissure, il est donc délicat d'utiliser la mécanique linéaire de la rupture.

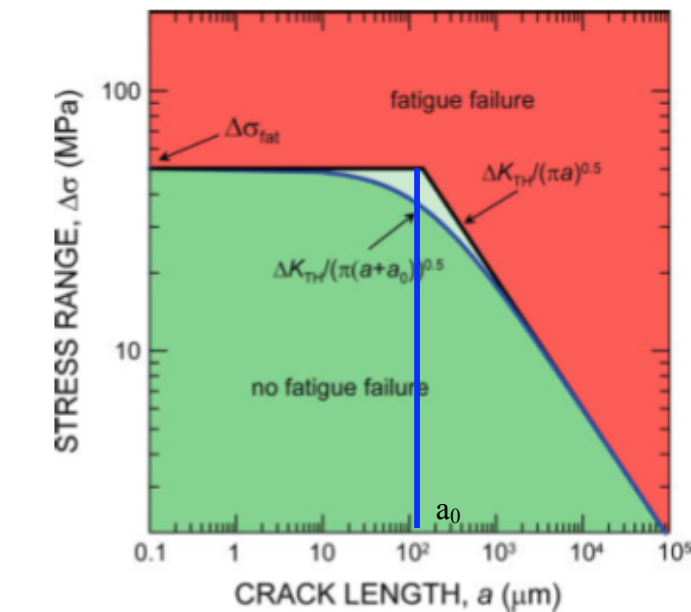


Figure 2.2-5 : Diagramme de kitagawa

2.3 Résultats de micro-propagation de fissure

L'objectif de ces essais est de déterminer les phénomènes à prendre en compte dans la micro-propagation de fissure. La compréhension de ces phénomènes est primordiale pour l'élaboration d'un modèle de durée de vie à l'amorçage de fissure à partir d'un défaut. Pour permettre de découpler ces différents phénomènes, on effectue des essais isothermes à des températures et des fréquences choisies, non pas pour reproduire le cycle de chargement thermomécanique des aubes mais pour mieux comprendre chaque type d'endommagement. Les conditions de chargement sont donc différentes des conditions réelles, mais permettent une analyse pertinente des différents phénomènes. En réalisant des essais à haute température et à une faible fréquence, on pourra estimer le rôle de l'oxydation. De la même manière, en réalisant des essais à plus haute fréquence, on limite les effets d'oxydation. On sait d'après les études antérieures, que les essais de fissuration à la température de 950°C permettent d'observer les effets d'environnement.

2.3.1 Le comportement cyclique

Essais isothermes

Les cycles de fatigue montrent qu'avec une amplitude de déformation ($\Delta\varepsilon_t = \varepsilon_{\max} - \varepsilon_{\min}$) appliquée de 0.5 ou 0.8%, le comportement est élastique. La limite élastique de l'AM1 à 950°C est estimée à 490 MPa. La contrainte maximale est d'environ 250-300 MPa pour les essais réalisés à 950°C et de 400 MPa pour les essais réalisés à 650°C. On constate que le chargement est bien symétrique ($R_\varepsilon = -1$) (fig 2.3-1)

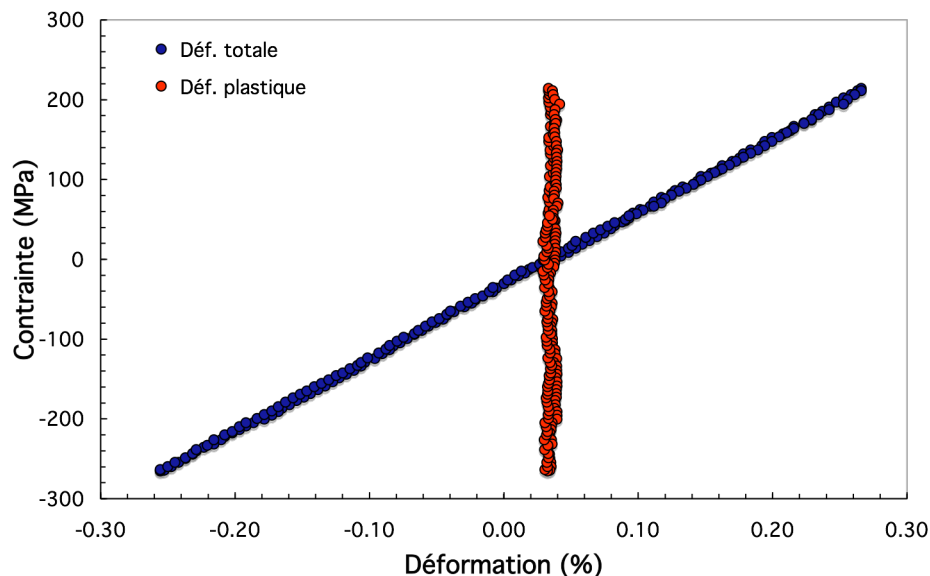


Figure 2.3-1 : Cycle de fatigue de l'éprouvette X6660D ($\Delta\varepsilon=0.5\%$ $f=0.05\text{Hz}$ $T=950^\circ\text{C}$) à $N=430$.

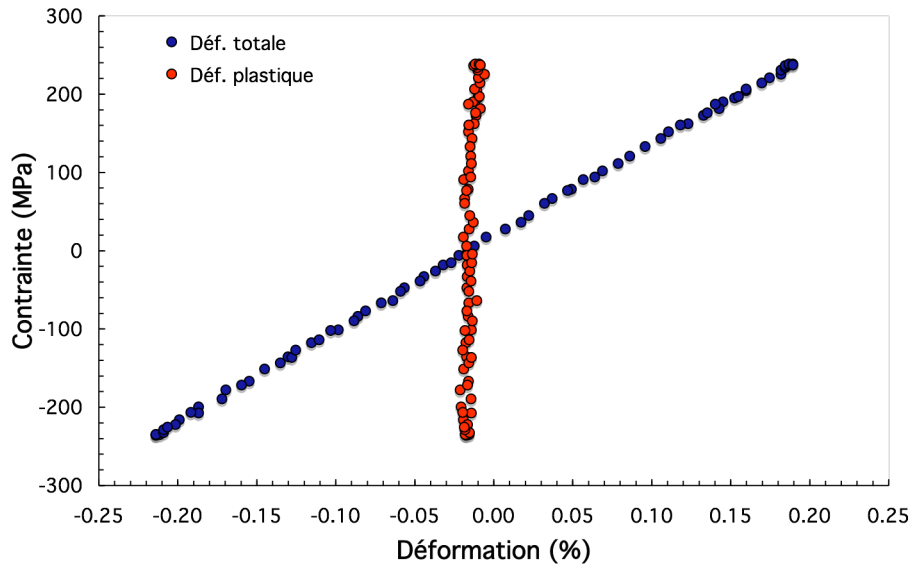


Figure 2.3-2 : Cycle de fatigue pour l'éprouvette X6660E ($\Delta\epsilon=0.5\%$ $f=1\text{Hz}$ $T=650^\circ\text{C}$) à $N=90$.

On observe que les contraintes moyennes, maximales et minimales diminuent avec le nombre de cycles jusqu'à un stade de stabilisation.

Les essais sont réalisés en déformations imposées, et à température constante, il n'y a pas d'évolution microstructurale. Quand la longueur de fissure augmente, la résistance de l'éprouvette diminue et donc la contrainte à appliquer sur le ligament restant est moins importante à fournir.

Comme les essais sont conduits en déformations imposées et que la contrainte varie, nous constatons qu'il y a également une variation de l'amplitude de déformation plastique. Celle-ci augmente fortement vers la fin de l'essai lorsque l'endommagement augmente de plus en plus.

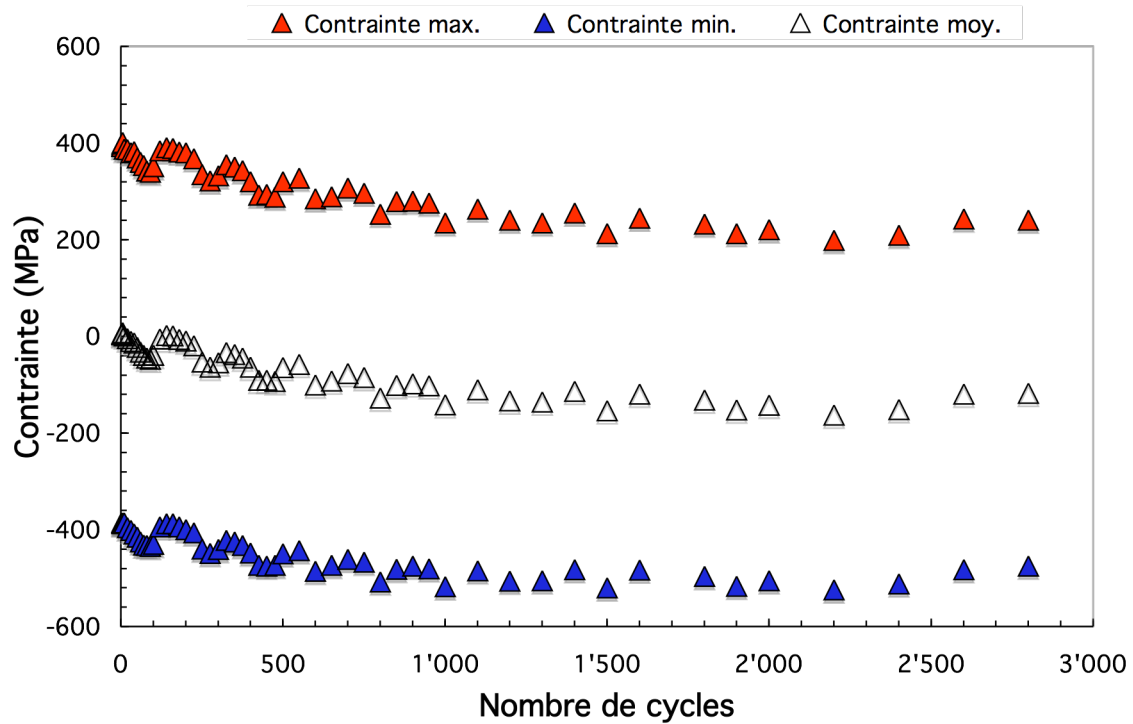


Figure 2.3-3 : Evolution de la contrainte en fonction du nombre de cycles pour l'essai X6660B ($\Delta\varepsilon=0.8\%$ $f=0.05\text{Hz}$, $T=950^\circ\text{C}$).

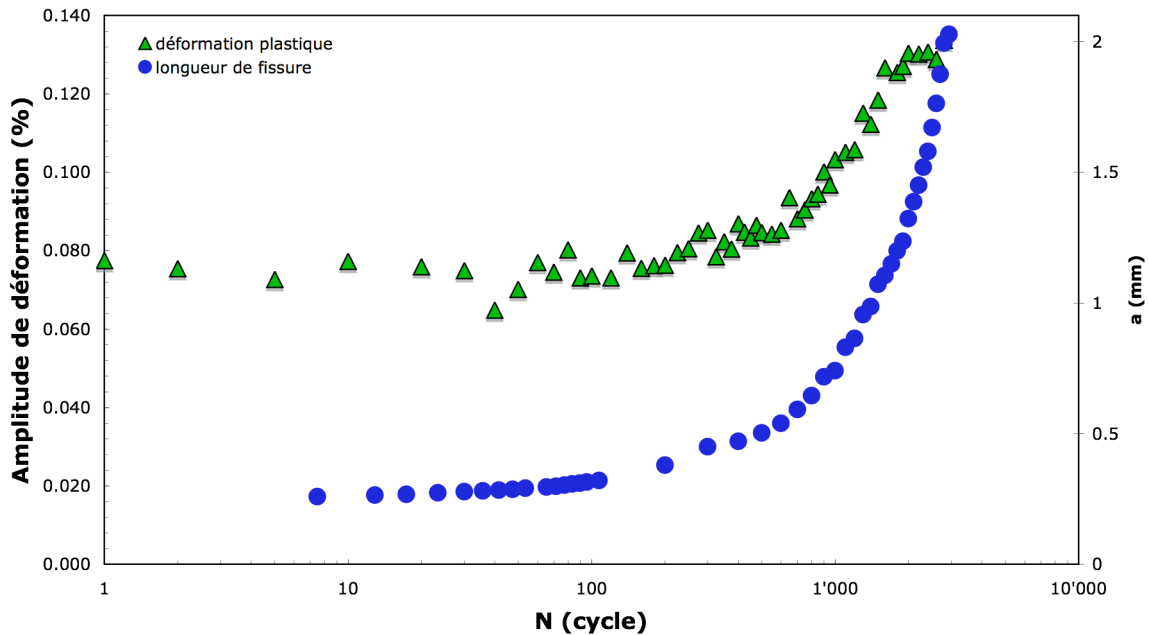


Figure 2.3-4 : Evolution de l'amplitude de déformation plastique pour l'essai X6660B ($\Delta\varepsilon=0.8\%$ $f=0.05\text{Hz}$, $T=950^\circ\text{C}$).

Essai anisotherme

L'éprouvette X6762D a subi un chargement isotherme / anisotherme. La procédure de l'essai est la suivante. Dans un premier temps, l'éprouvette subit une amplitude de déformation de 0.5% avec un rapport de déformation de -1 à 950°C et à 1 Hz. Dès l'apparition d'une fissure de 100 μm , on transforme le chargement qui devient anisotherme avec des paliers de 300s en compression à 950°C. Dès l'apparition d'une fissure de 100 μm , on reprend un chargement isotherme et ainsi de suite. La figure représente la procédure effectuée. L'objectif de cet essai est de mettre en évidence l'effet de l'oxydation sur la vitesse de propagation.

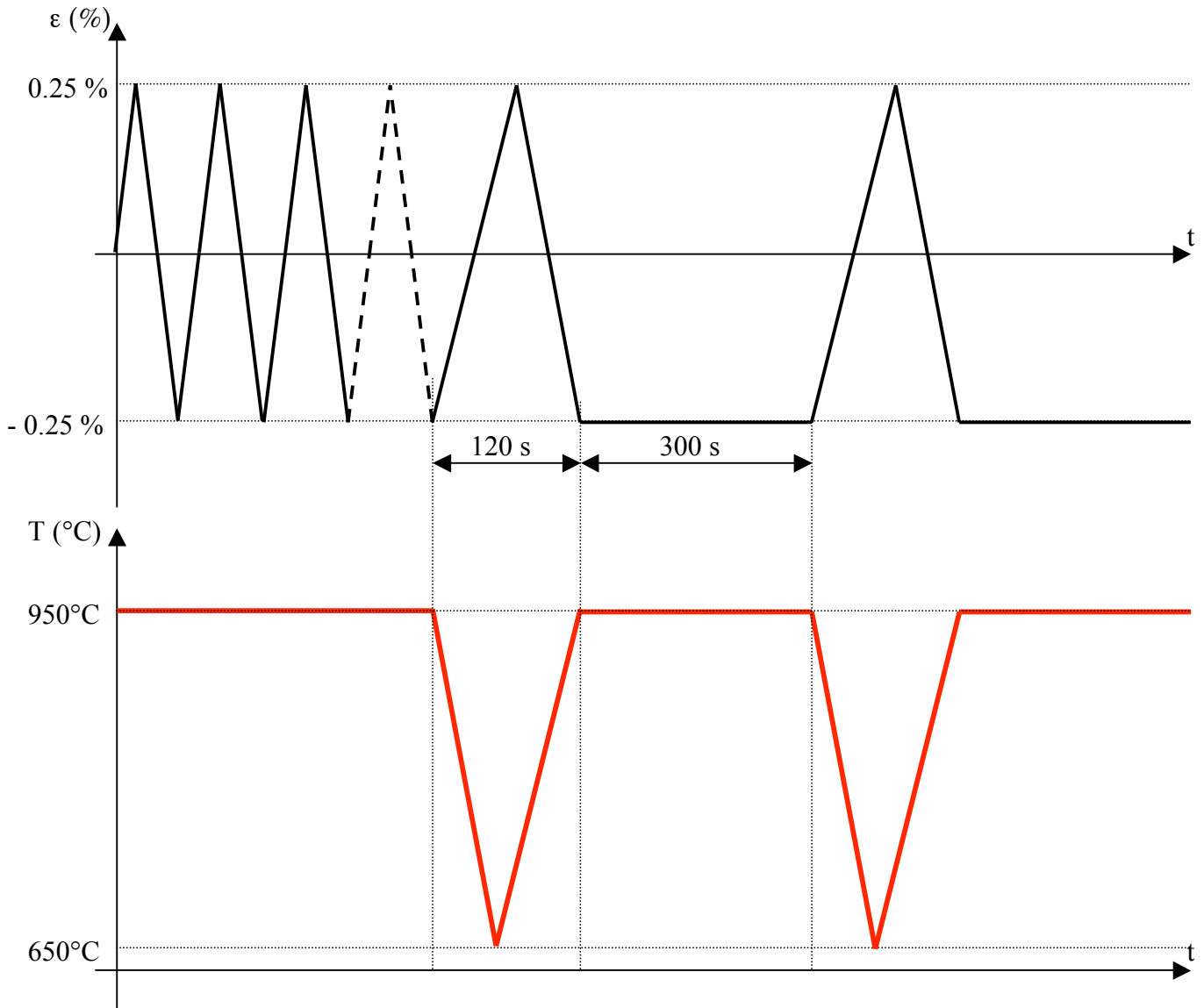


Figure 2.3-5 : Chargement utilisé pour l'essai X6762D.

Sur le graphe Figure 2.3-6 sont tracées les contraintes maximales, minimales et moyennes en fonction du nombre de cycles sur la partie anisotherme. On constate que durant le chargement anisotherme, la contrainte augmente, ce qui met en évidence un effet de contrainte moyenne dans la partie anisotherme.

Sur le graphe Figure 2.3-7, les contraintes sont tracées en fonction du nombre de cycles sur la partie isotherme. On constate que les contraintes évoluent peu.

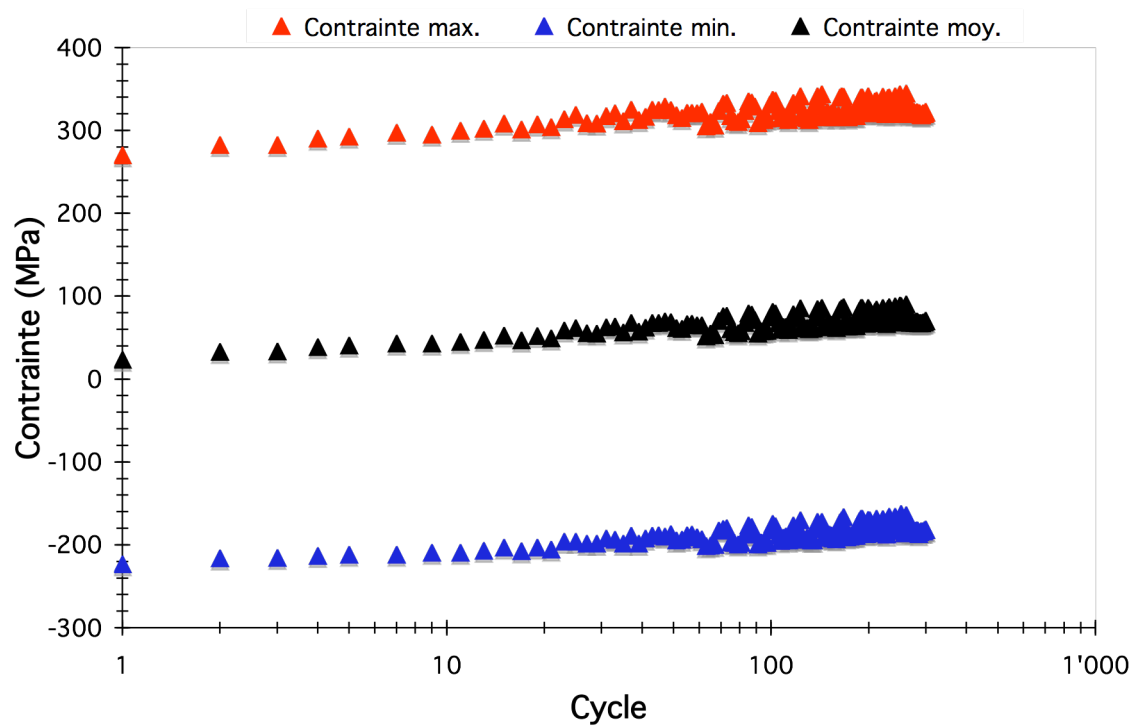


Figure 2.3-6 : Evolution des contraintes maximales, minimales et moyennes en fonction du nombre de cycles sur la partie anisotherme. X6762D

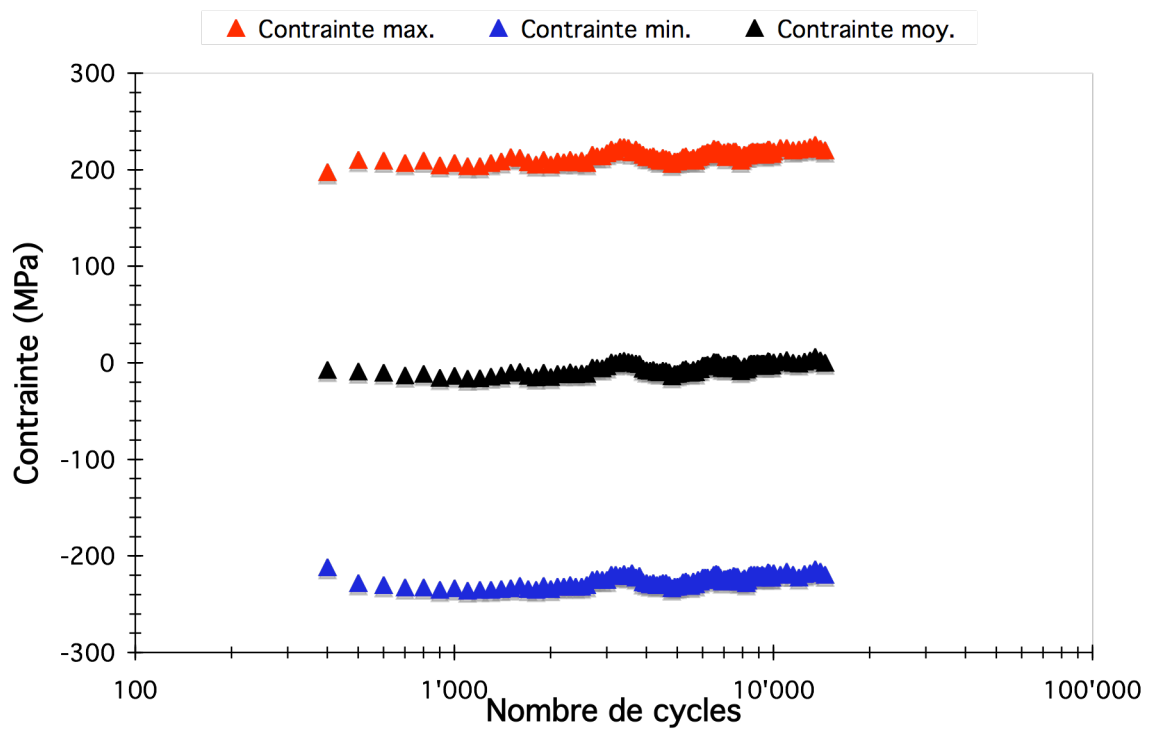


Figure 2.3-7 : Evolution des contraintes maximales, minimales et moyennes en fonction du nombre de cycles sur la partie isotherme. (X6762D)

2.3.2 Evolution de la croissance de fissure

Essai isotherme

Les essais ont été réalisés jusqu'à l'apparition d'une fissure en surface supérieure à 1 mm. Le nombre de cycles total (à la fin de l'essai) est donc variable. Dans le Tableau 2.3-1, on reporte a_{final} la longueur de fissure totale pour chaque éprouvette, N_{tot} le nombre de cycles final pour lequel l'essai a été arrêté, N_f le nombre de cycles pour obtenir une fissure en surface de longueur 1mm, et N_a le nombre de cycles pour obtenir une longueur de fissure en surface de 300 μm .

- Amorçage de la fissure

Il n'existe pas de définition rigoureuse pour définir la période d'amorçage en fatigue. Au cours des essais, pour mesurer l'évolution de la longueur de fissure, nous avons opté pour la méthode électrique. Plus les prises de potentiels sont éloignées l'une de l'autre, plus on perd de la précision sur l'amorçage de fissure. Nous avons pris soin de souder les prises de potentiel le plus proche possible de la surface de l'entaille. En calibrant le suivi électrique avec les images obtenues avec la caméra placée devant l'entaille, on est capable de détecter une fissure d'environ 10 μm à la surface de l'éprouvette et de suivre l'évolution de la fissure en fonction du nombre de cycles. On note N_a le nombre de cycles pour avoir une longueur de fissure en surface a de 0.26 μm .

Sur la figure 2.3-10 est tracée l'amplitude de déformation en fonction du nombre de cycles à l'amorçage de fissure de 0.26 mm. Plus l'amplitude de déformation est importante, plus le nombre de cycles à l'amorçage est faible.

- Propagation jusqu'à 1 mm

Nous allons définir N_f le nombre de cycles pour obtenir une fissure en surface de 1 mm (Tableau 2.3-1). On constate que l'essai X6660B réalisé à une amplitude de déformation de 0.8% a une durée de vie plus faible que l'essai X6660D réalisé à une amplitude de 0.5% (Tableau 2.3-1).

Les durées de vie N_f seront alors comparées à celle obtenue par Fleury au cours de sa thèse, sur des éprouvettes LCF (Fleury, 1991). Notons que le nombre de cycles N_f est obtenu pour une profondeur de fissure de 1 mm dans les éprouvettes LCF. On constate sur le graphe (figure 2.3-11) que les valeurs des durées de vie pour les deux types d'éprouvettes coïncident tout en étant sensiblement plus courtes pour les éprouvettes tubulaires.

Sur la figure 2.3-8 est représentée la longueur de fissure a en fonction du nombre de cycles N pour quatre de nos essais. La fissuration se caractérise par une première phase au cours de laquelle la fissure croît de façon quasi linéaire pendant laquelle la vitesse de fissuration da/dN est indépendante de la longueur de fissure. Puis la vitesse de propagation croît de façon exponentielle, jusqu'à tendre vers une asymptote verticale. La vitesse varie alors avec la longueur de fissure contrairement à la première phase.

Pour l'essai X6660B réalisé à 0.8% d'amplitude de déformation, la longueur de fissure croît quasi-linéairement avec le nombre de cycles.

Pour l'essai X6660A où l'entaille est à 45° par rapport à l'axe de l'éprouvette, on constate que pour la première phase, la courbe est décalée vers le bas par rapport aux résultats de l'essai réalisé sur une éprouvette tubulaire entaillée à 0° pour un même chargement.

C'est-à-dire que pour un même nombre de cycles, la longueur de fissure est plus courte pour le cas de l'essai avec l'entaille à 45° que pour l'essai avec l'entaille à 0°. Pour la deuxième phase, lorsque la fissure est suffisamment grande, le nombre de cycles est quasiment identique pour l'éprouvette avec l'entaille à 45° et l'éprouvette avec l'entaille à 0°.

La Figure 2.3-9 représente l'évolution de la fissure en fonction du nombre de cycles pour l'éprouvette X6660J testée à 1 Hz. Le nombre de cycles pour atteindre une fissure de même longueur est 10 fois supérieur pour une fréquence de 1 Hz que pour une fréquence de 0.05 Hz.

No	Orientation entaille (°)	Chargement $\Delta\epsilon$ (%) f (Hz)	Température (°C)	a_{final} (mm)	N_{tot}	N_f	N_a
X6660A	45	0.5% 0.05Hz	950	1.46	19673	18500	3700
X6660B	0	0.8% 0.05Hz	950	2.055	2938	1350	10
X6660D	0	0.5% 0.05Hz	950	2.13	20201	18100	1200
X6660E	0	0.8% 1Hz	650	0.76	5016	-	1825
X6660J	0	0.5% 1Hz	950	1.06	199020	188600	2000
X6762D	45	0.5% 1Hz 950°C / Palier 300s 650°C	950°C/650°C	1.305	69717	67173	1200

Tableau 2.3-1 : Résultats de durée de vie à l'amorçage de fissure de 10 μm sur les éprouvettes tubulaires entaillées

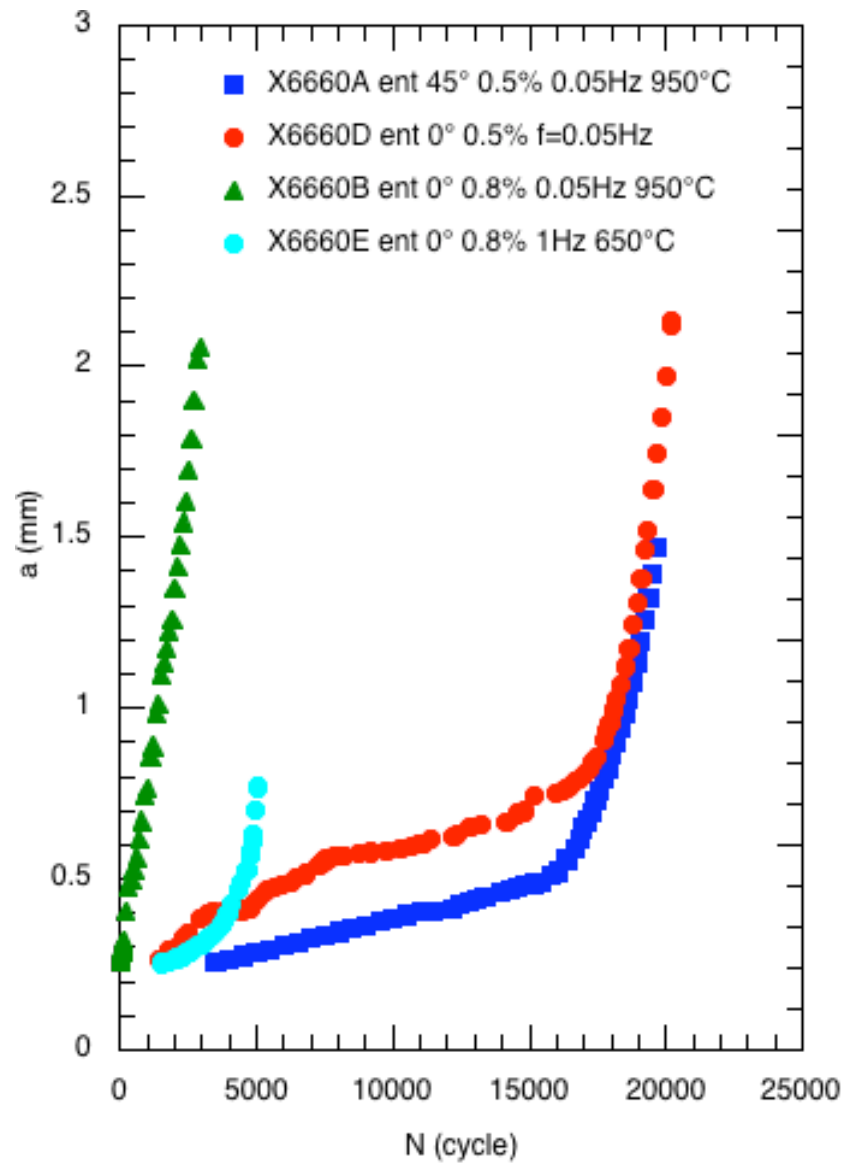


Figure 2.3-8 : Evolution de la longueur de fissure en fonction du nombre de cycles.

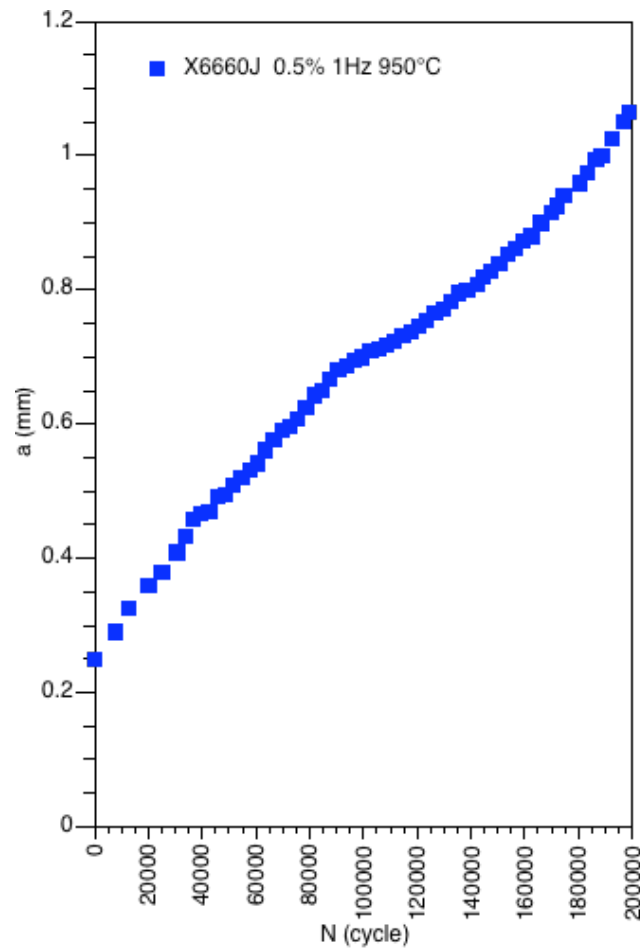


Figure 2.3-9 Evolution de la longueur de fissure en fonction du nombre de cycles pour l'essai X6660J ($\Delta\epsilon=0.5\%$ $f=1\text{Hz}$ $T=950^\circ\text{C}$)

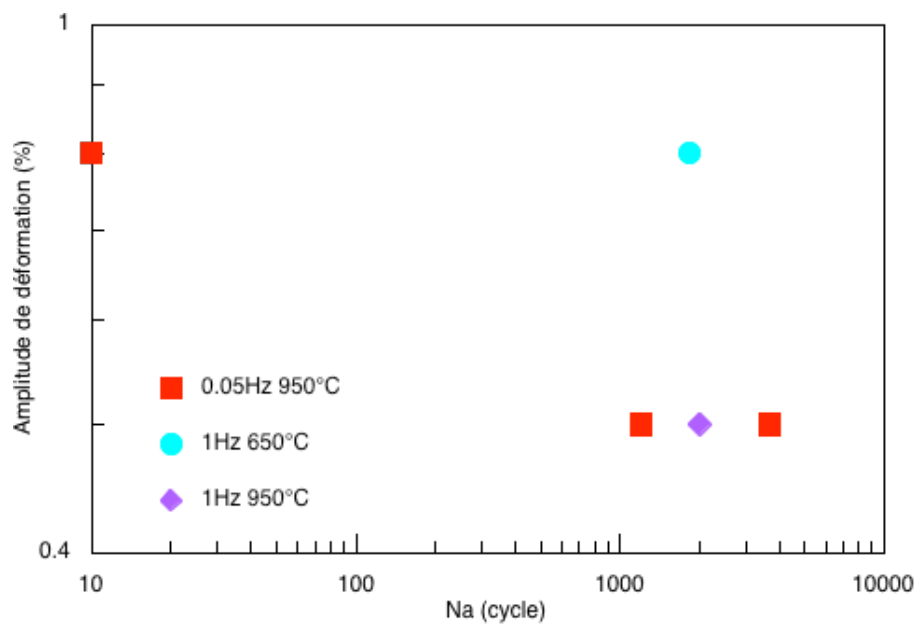


Figure 2.3-10 Durée de vie à l'amorçage d'une fissure de 10 μm

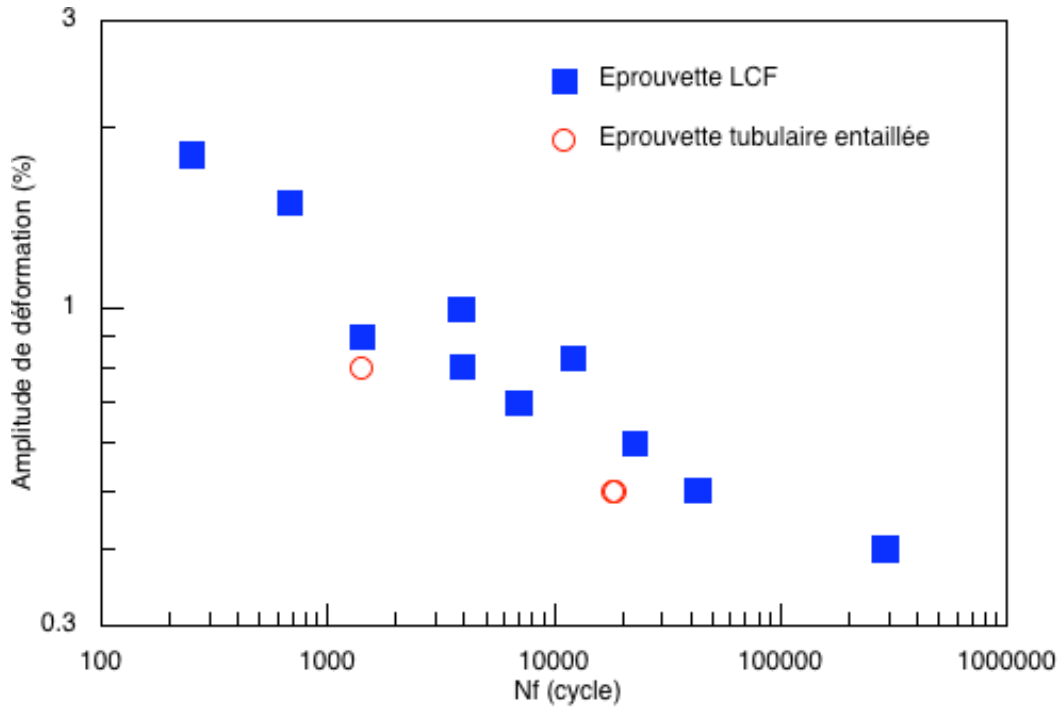


Figure 2.3-11 : Influence de l'amplitude de déformation sur la durée de vie en fatigue isotherme à 950°C et 0.05Hz

Essai anisotherme

L'évolution de la longueur de fissure est tracée figure 2.3-12. Entre 0 et 45000 cycles, c'est-à-dire au cours de la partie isotherme de l'essai, la fissure évolue quasi-linéairement (on peut observer localement quelques variations). Lorsque le chargement devient anisotherme, la fissure évolue beaucoup plus rapidement. Sur la première partie anisotherme, la fissure a parcouru 0.2 mm en 5000 cycles.

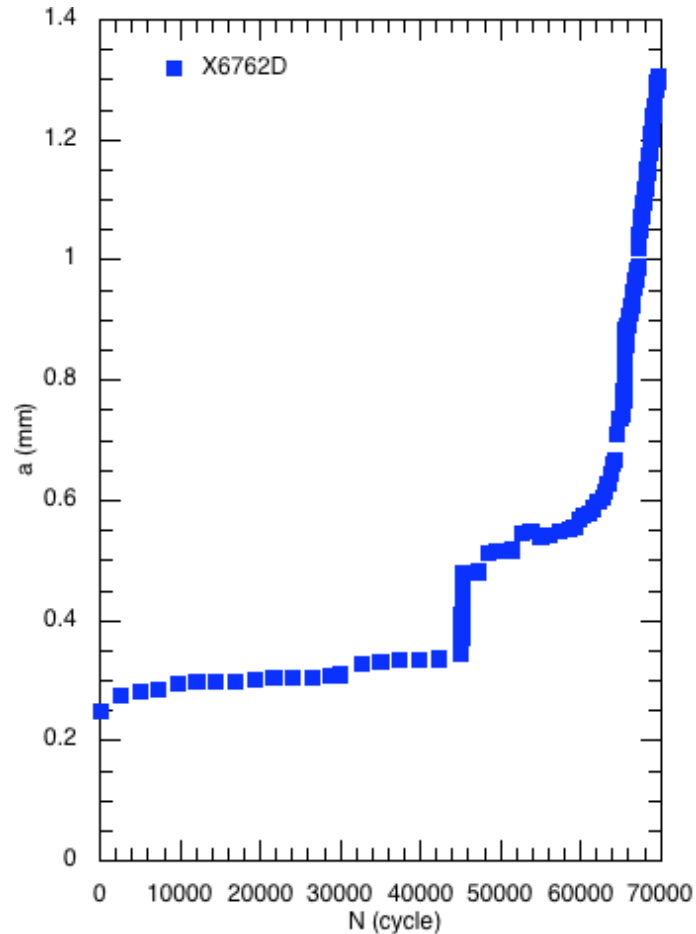


Figure 2.3-12 : Evolution de la longueur de fissure. X6762D

2.3.3 Analyse de la vitesse de propagation de fissure

Essais isothermes

Les vitesses de propagation de fissure sont tracées en fonction de la longueur de fissure a (Figure 2.3-13). Pour les éprouvettes entaillées à 0° et testées à 950°C , lorsque la fissure est petite ($a_0 < a < 2a_0$, a_0 étant la longueur de la demi-entaille), on constate que la vitesse de propagation est élevée. Ensuite la vitesse de propagation décroît jusqu'à un minimum lorsque la longueur de fissure croît de $2a_0$ et $3a_0$. Puis la vitesse de propagation augmente avec la longueur de fissure a comme on peut l'observer habituellement dans le cas des fissures longues. D'une longueur de fissure de a_0 à $3a_0$, on retrouve le comportement de type fissure courte où la vitesse de propagation est irrégulière.

Pour les éprouvettes entaillées à 45° , on constate que la courbe est décalée vers la gauche. La vitesse est élevée pour une longueur de fissure comprise entre a_0 et $2a_0$ et lorsque $a > 1$ mm, les vitesses de propagation coïncident avec les résultats d'essais avec l'entaille à 0° en fissure longue. Il semble que l'orientation initiale du défaut ait une influence sur les vitesses de propagation lorsque la longueur de fissure est petite.

Dans le cas de l'essai à 650°C , on constate que contrairement aux essais à 950°C , il n'apparaît pas de vitesse de propagation élevée lorsque la fissure est courte. A 650°C , la fissure semble

d'abord se propager avec une vitesse assez basse puis elle croit progressivement avec la longueur de fissure.

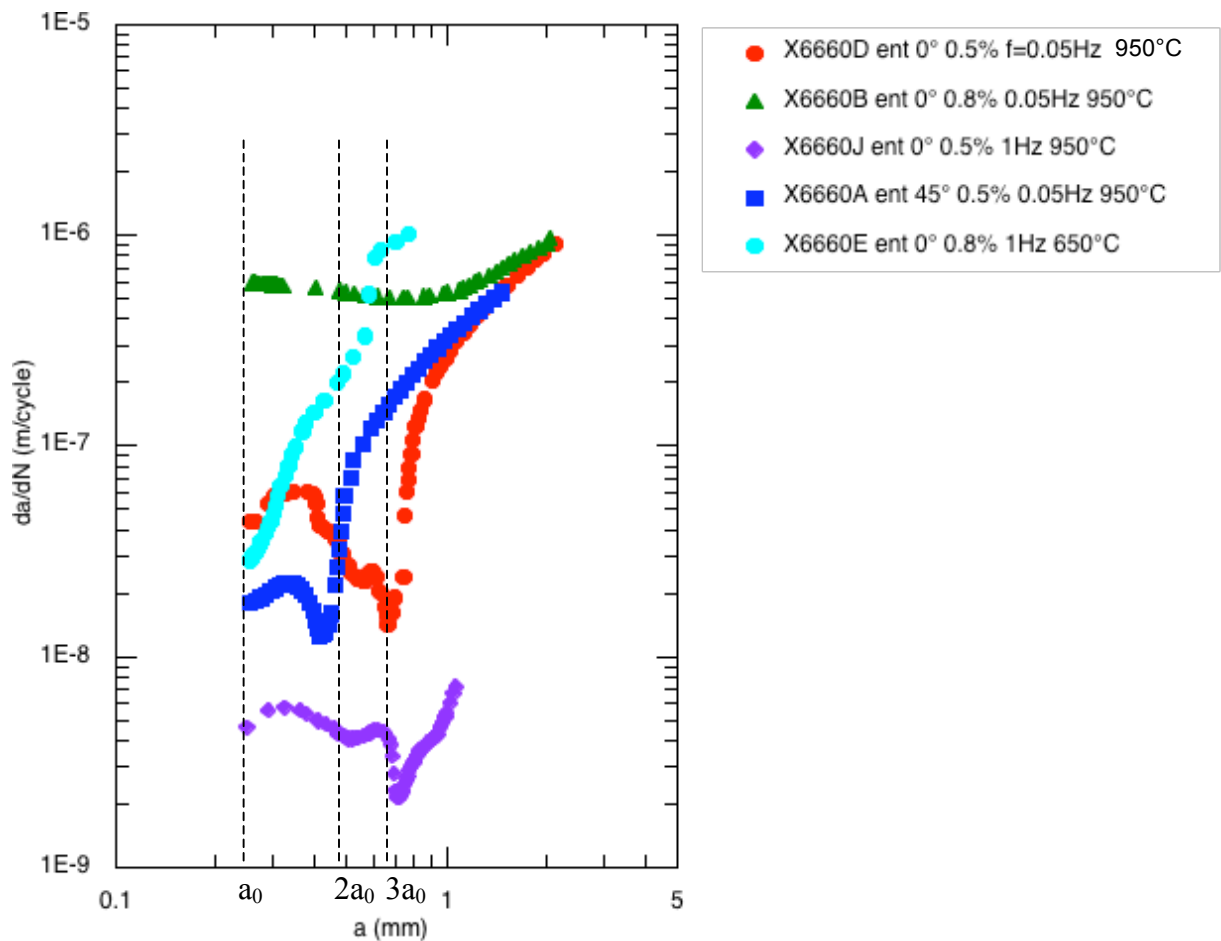


Figure 2.3-13 : Evolution de la vitesse de propagation de fissure en fonction de la longueur de fissure

Sur la figure 2.3-14, la vitesse de propagation est également tracée en fonction du facteur d'intensité de contrainte en considérant l'entaille comme une fissure initiale.

La comparaison des résultats obtenus sur les éprouvettes tubulaires entaillées à 950°C à ceux d'une éprouvette CT en AM1 testée par N. Marchal (Marchal, 2006) à 950°C , à une fréquence de 0.05 Hz et pour un rapport de charge de $R=0.1$, montre que lorsque la fissure a une longueur supérieure à $3.a_0$, la fissure courte tend à se comporter comme une fissure longue. En effet, lorsque la longueur de fissure est suffisamment grande, pour une même valeur de ΔK , les vitesses de propagation coïncident pour l'éprouvette CT et l'éprouvette tubulaire entaillée.

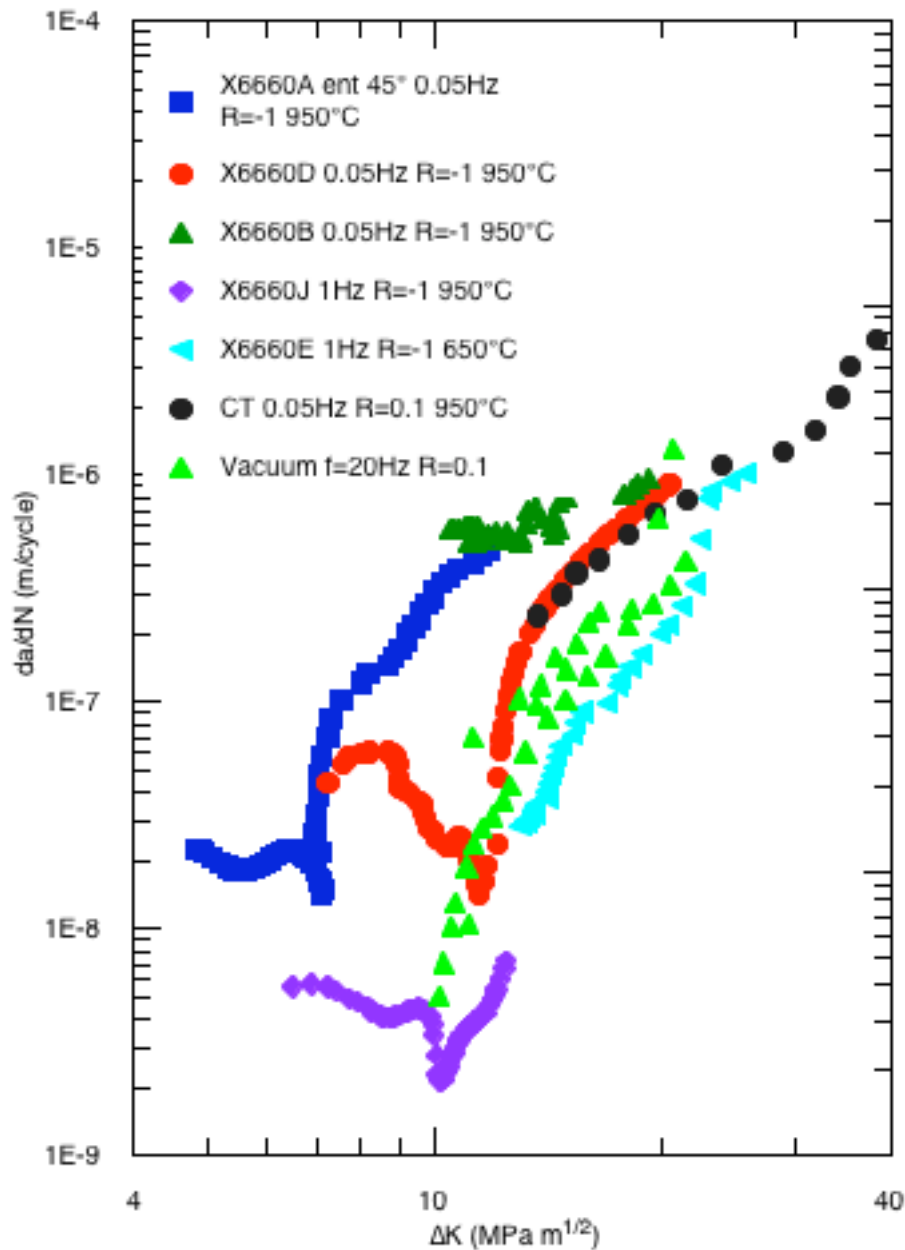


Figure 2.3-14 : Evolution de la vitesse de propagation de fissure en fonction de l'amplitude du facteur d'intensité de contrainte.(Marchal, 2006)

Sur le graphe de la Figure 2.3-15, on compare l'évolution de la vitesse de fissuration en fonction de ΔK pour l'éprouvette tubulaire entaillée testée à 650°C et une éprouvette CT testée par l'ONERA à 650°C à une fréquence de 20 Hz et $R_\sigma=0.1$ ainsi qu'une éprouvette SEN testée par la SNECMA à 650°C à une fréquence de 10Hz et un rapport de charge de 0.05. Les vitesses de propagation pour l'éprouvette tubulaire entaillée sont proches de celles des éprouvettes CT et SEN.

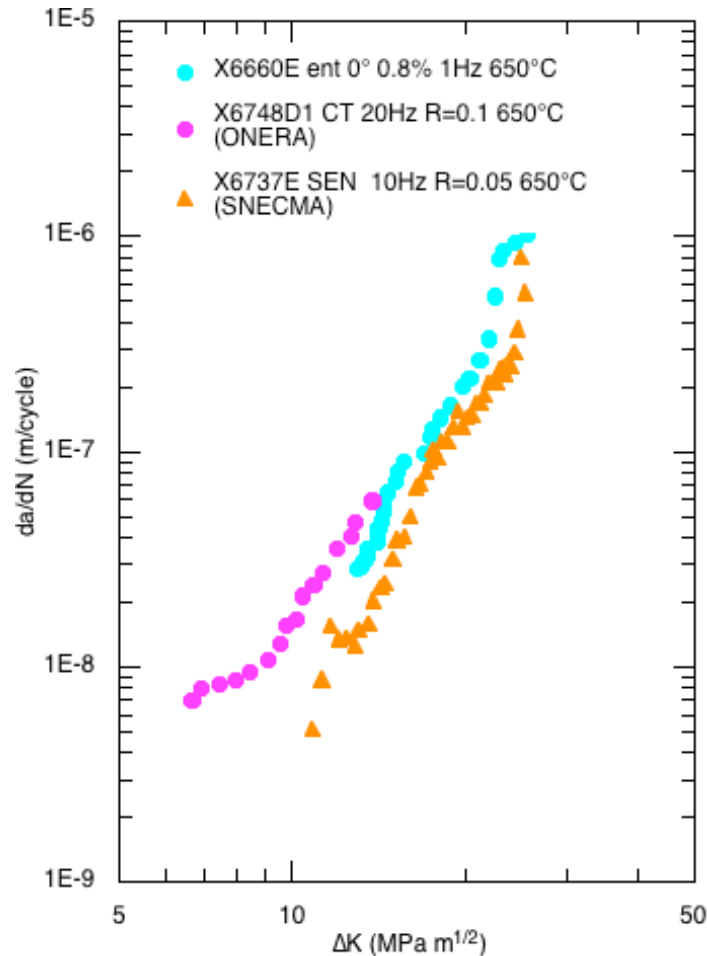


Figure 2.3-15 : Evolution de la vitesse de propagation de fissure en fonction de l'amplitude du facteur d'intensité de contrainte pour des essais réalisés à 650°C

Essai anisotherme

Analysons maintenant l'évolution des vitesses de propagation de fissure de l'éprouvette X6762D qui a subi un chargement isotherme / anisotherme avec des paliers en compression à 950°C (chargement figure 2.3-5). Sur la figure 2.3-16 est tracée l'évolution de la vitesse de propagation en fonction de la longueur de fissure a . La première partie de l'essai est isotherme (950°C). On retrouve une chute de la vitesse de propagation jusqu'à un minimum. Les premiers points de vitesse de propagation coïncident avec ceux obtenus avec l'essai isotherme pour la même fréquence de chargement. Par contre, la chute de vitesse apparaît pour des longueurs de fissure plus petites pour l'essai X6762D. On constate que les chargements anisothermes génèrent des vitesses de propagation bien plus hautes que lorsque le chargement est isotherme. Lors de la première partie de l'essai (isotherme à 950°C), de l'oxydation s'est formée en surface et sur les lèvres de la fissure et a également pénétré et changé la microstructure du matériau devant la fissure. Lorsque le chargement passe en cycle anisotherme, c'est-à-dire à 650°C en traction, le comportement en pointe de fissure est très fragilisant, ce qui a pour effet une accélération de la vitesse de fissure. Sous l'effet du palier de compression à 950°C, la couche d'oxydation est écrasée et le matériau développe à nouveau une zone devant la fissure où le comportement microstructural n'est plus le même. La partie isotherme agit comme une « pré-oxydation » sur l'éprouvette. On observe également une chute de la vitesse de propagation dans les parties anisothermes, ce qui induit que même

en compression à 950°C, l'oxydation intervient et fait diminuer la vitesse de propagation avant de ré-accélérer.

Les cycles isothermes à haute température ont pour conséquence l'accumulation de l'oxydation sur les lèvres de la fissure et donc un ralentissement de la vitesse de propagation. Les cycles anisothermes introduisent de la fragilisation devant la fissure et donc une accélération de la vitesse de propagation.

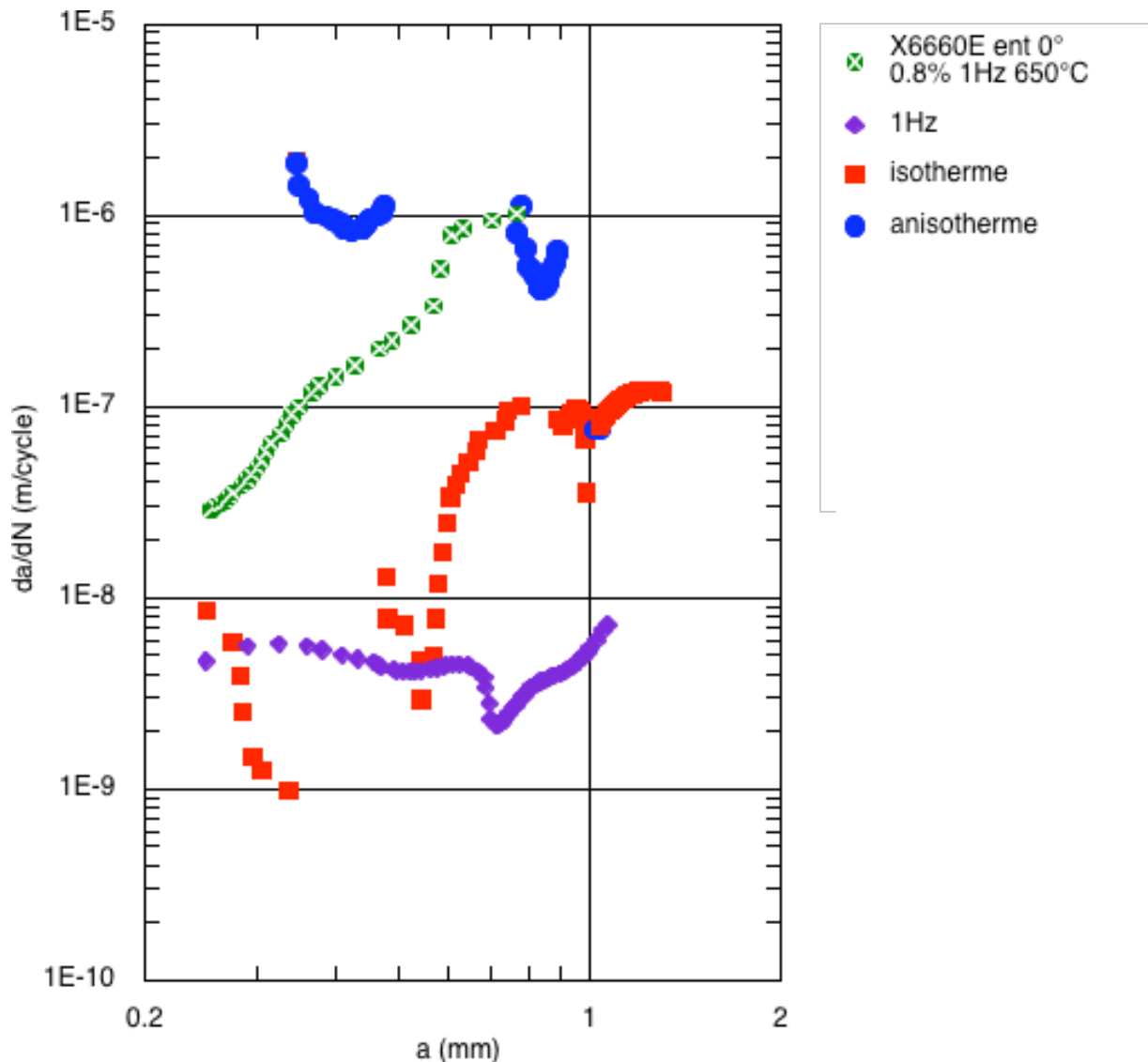


Figure 2.3-16 : Evolution de la vitesse de propagation en fonction de la longueur de fissure pour l'essai X6762D isotherme/anisotherme

Pour résumer, les fissures en début de propagation présentent principalement deux types de comportement :

- Dans le premier temps, les fissures courtes se propagent à une vitesse non régulière en dessous du seuil (K_{seuil}) des fissures longues. Des études ont montré qu'il existe deux comportements différents de fissure courte :
 - Si la fissure est une *fissure courte principale*, elle se propage de manière irrégulière jusqu'à rupture de la pièce avec une vitesse de propagation soit accélérée, soit décélérée dans la région située en dessous du seuil des fissures longues. Dans certains cas, cette décélération continue jusqu'à une vitesse minimale, quasiment nulle.
 - Si la fissure est une *fissure courte secondaire*, elle arrête de se propager définitivement, et est appelée fissure courte non propageante.
- Après avoir franchi cette décélération, les fissures courtes se propagent avec une vitesse accélérée pour rejoindre le comportement des fissures longues.

L'explication du comportement des fissures courtes réside dans le fait que la contrainte nécessaire pour ouvrir la fissure courte sera plus faible que la contrainte d'ouverture nécessaire pour une fissure longue. Le facteur d'intensité de contrainte pour les fissures courtes sera plus grand que celui des fissures longues, ce qui entraînera une vitesse de propagation de fissures courtes plus élevée. De plus, plusieurs phénomènes peuvent induire un changement de vitesse de propagation comme l'oxydation ou la présence d'un défaut.

Dans le cas des essais réalisés à 950°C, il semble que la décroissance de la vitesse de fissuration soit en partie liée à l'environnement. A 650°C, l'oxydation est beaucoup moins importante qu'à 950°C, ce qui peut expliquer le fait qu'il n'y ait pas cette décroissance de vitesse de fissuration observée à 650°C lorsque les fissures sont courtes.

Le comportement de type fissure courte peut aussi être régi par la plasticité. A 950°C, la plasticité est plus importante en fond d'entaille qu'à 650°C. Ce dernier phénomène peut également contribuer à la différence de comportement des fissures courtes entre 950°C et 650°C.

2.3.4 Observations microstructurales

Toutes les éprouvettes testées ont été observées en microscope électronique à balayage (MEB). On observe dans un premier temps la surface de l'éprouvette et les chemins de fissuration proches de l'entaille puis le faciès de rupture de l'éprouvette.

Les chemins de fissuration à proximité de l'entaille sont représentés Figure 2.3-17. A 950°C, les surfaces des fûts des éprouvettes sont recouvertes uniformément par une fine couche d'oxyde. La fissure s'amorce toujours sur le fond d'entaille à mi-hauteur et le chemin de fissuration est perpendiculaire à la direction de chargement. On observe pour chaque éprouvette des microfissures distribuées de part et d'autre des surfaces de ruptures. De façon générale, on n'observe pas de bifurcation de fissure à 950°C et le chemin de fissuration est bien régulier. Cependant, on peut observer pour une longueur de fissure d'environ 400 μm que la propagation de fissure se poursuit par de très petites bifurcations (figure 2.3-18). On peut expliquer ce phénomène par un déséquilibre entre les systèmes de glissement activés et une mise en concurrence de ceux-ci. De plus, on observe des bourrelets d'oxyde sur les lèvres de la fissure qui sont la conséquence de l'accumulation de l'oxydation au cours du temps.

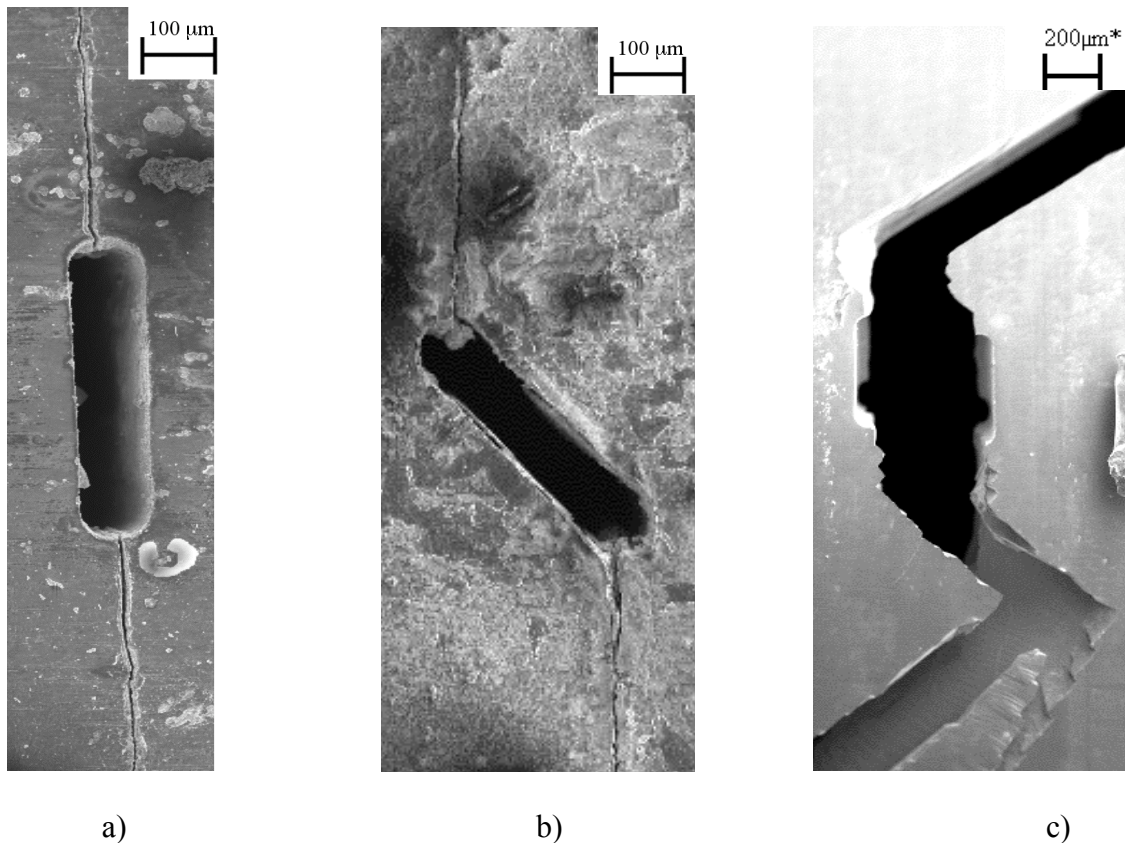


Figure 2.3-17 : Chemins de fissuration à proximité de l'entaille a) X6660D 950°C $f=0.05\text{Hz}$ $\Delta\epsilon=0.5\%$ b) X6660A 950°C $f=0.05\text{Hz}$ $\Delta\epsilon=0.5\%$ c) X6660E 650°C $f=1\text{Hz}$ $\Delta\epsilon=0.8\%$



Figure 2.3-18 : Eprouvette X6660D, 950°C $f=0.05\text{Hz}$ $\Delta\epsilon=0.5\%$: $a = 500 \mu\text{m}$

A 650°C, on constate que la fissure s'amorce perpendiculairement au chargement sur environ 40 μm , puis elle effectue plusieurs bifurcations à environ 45° de l'axe de l'éprouvette sur une

distance de 150 μm , et enfin se propage sur des plans de glissement privilégiés. Le chemin de fissuration à 650°C est très irrégulier (Figure 2.3-17c). Ce phénomène de bifurcation s'explique par le fait qu'à 650°C, le comportement de l'AM1 est beaucoup moins visqueux qu'à 950°C. Fleury (Fleury, 1991) a aussi observé cette différence de mécanisme de propagation de fissure entre 650°C et 950°C dans l'AM1 standard.

Pour l'éprouvette testée à 650°C, on observe également des bandes de glissement qui font un angle d'environ 45° avec l'axe de l'éprouvette, notamment à côté de la fissure (c'est-à-dire dans le domaine des fortes vitesses) (Figure 2.3-19). Il s'agit de plans de type $\{111\}$. F. Hanriot (Hanriot, 1993) a montré qu'à 650°C, la déformation de monocristaux orientés $\langle 001 \rangle$ se fait par glissement octaédrique hétérogène.

On constate la présence de facettes cristallographiques plus ou moins grandes qui montre que la propagation de fissure se fait de façon cristallographique lorsque la taille de la fissure devient grande (figure 2.3-20).

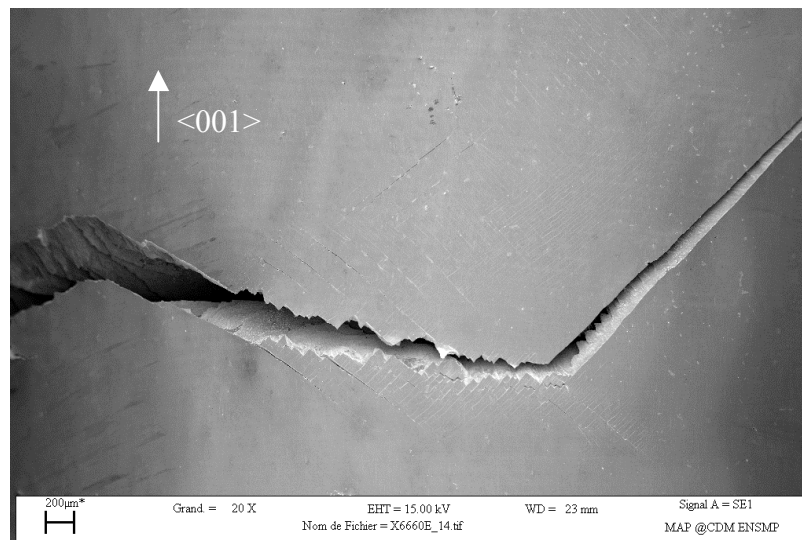
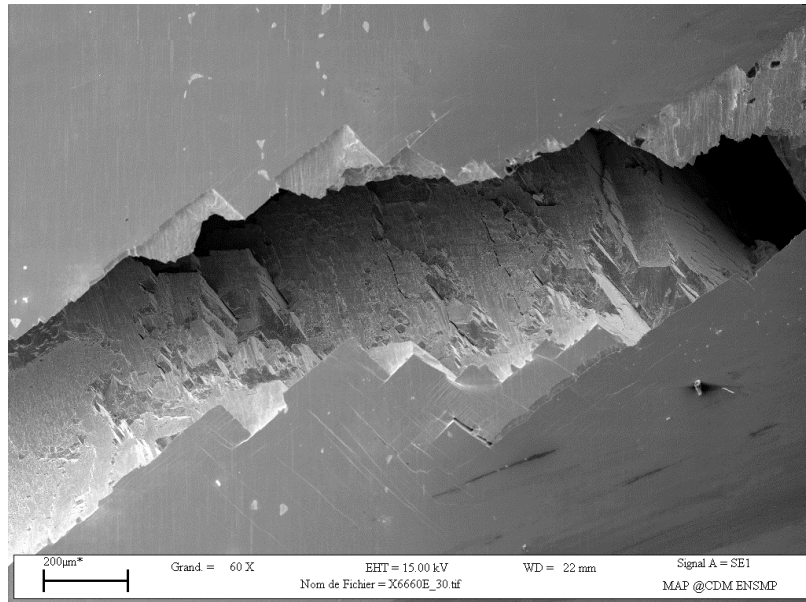


Figure 2.3-19 : Observation d'une grande bifurcation et des bandes de glissement près de la fissure X6660E, 650°C $f=1\text{Hz}$ $\Delta\epsilon=0.8\%$: $a=10\text{ mm}$.



**Figure 2.3-20 : Observation de facettes cristallographiques X6660E 650°C
f=1Hz $\Delta\epsilon=0.8\%$: a=6 mm.**

Pour l'éprouvette X6762D qui a subi un chargement isotherme/anisotherme avec des paliers de compressions à 650°C, on constate que la fissure s'est amorcée en fond d'entaille, perpendiculairement au chargement (Figure 2.3-21). On peut observer qu'une fissure secondaire s'est amorcée sur un des fonds d'entaille, s'est propagée sur environ 80 μm puis s'est arrêtée (figure 2.3-22). Cette observation peut mettre en évidence l'importance des systèmes de glissement dans l'amorçage et la propagation de fissure sur des défauts. Une orientation particulière du défaut pourrait être nocive. On constate que la microfissure forme un bourrelet d'oxyde en surface. L'oxyde recouvre très rapidement les surfaces fraîches de la fissure. Fleury a montré qu'à haute température, de l'oxydation interne se forme en arrière de la pointe de fissure. L'oxyde est soumis à un état de compression (palier de 300 s en compression), ce qui expliquerait qu'il tend à s'extraire et à former un bourrelet d'oxyde. La présence de cette microfissure dans le relief d'oxyde indique que la fissuration intervient après le phénomène d'oxydation. L'origine de l'amorçage des fissures peut être probablement dû à la fragilisation du matériau près du fond d'entaille. Nous reviendrons sur l'influence de cette fragilisation sur la propagation de fissure dans le paragraphe suivant.

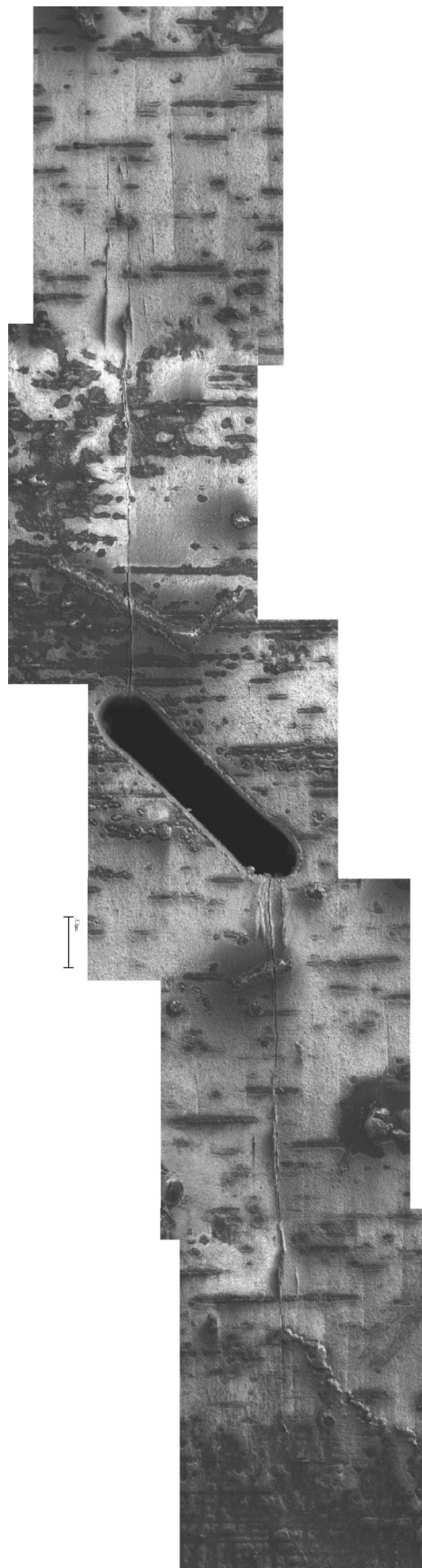


Figure 2.3-21 : Chemin de fissuration de l'éprouvette X6762D anisotherme



Figure 2.3-22 : Amorçage et propagation de fissure sur le fond d’entaille de l’éprouvette X6762D isotherme / anisotherme

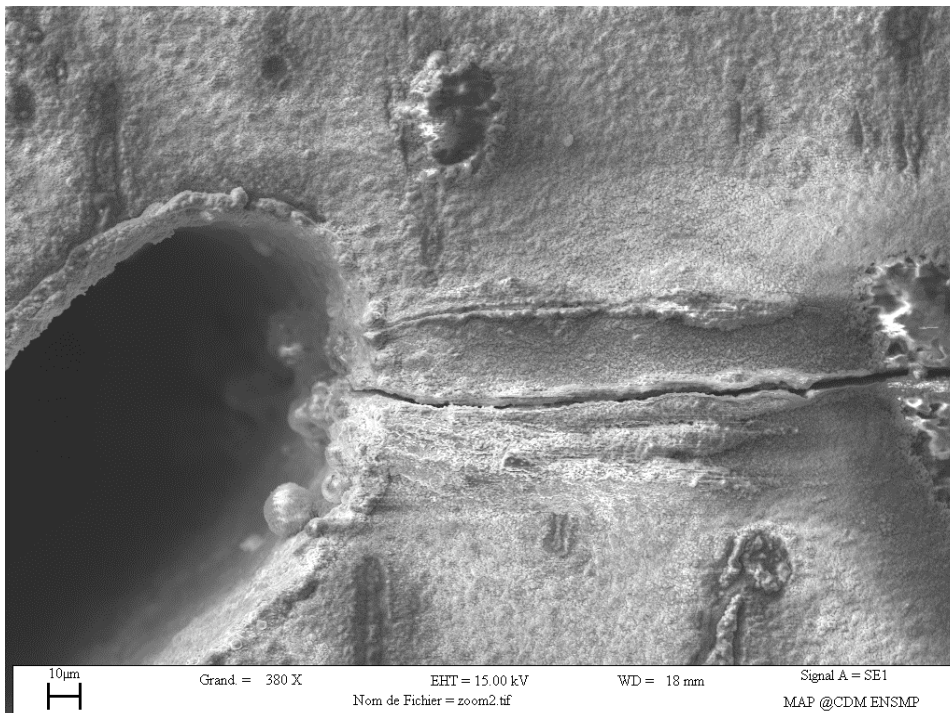


Figure 2.3-23 : Amorçage de fissure secondaire sur le fond d’entaille de l’éprouvette X6762D isotherme / anisotherme.

Le paragraphe suivant décrit les faciès de rupture observés au MEB. On remarque d’abord que les droites représentant les fonds d’entaille sont parallèles et ne se rejoignent pas en un point central (centre du tube). La contrainte ne sera donc pas la même près du fond d’entaille,

sur la surface extérieure et sur la surface intérieure, ce qui va influencer le front de propagation de fissure près de l'entaille.

A 950°C, on constate que la fissure se propage perpendiculairement au chargement. On observe facilement sur les figures 2.3-24 et 2.3-25, des marquages elliptiques à partir du fond d'entaille. Sur la figure 2.3-25, on note $2*a_0$ et $3*a_0$, les longueurs de fissure pour lesquelles on relève des changements de vitesse de propagation. On observe des boursouflures d'oxyde sur la surface entre le fond d'entaille et $3*a_0$. Pour une distance supérieure à $3*a_0$ du fond d'entaille, la surface semble plus « lisse », ce qui suggère une vitesse de croissance de fissure plus rapide. La surface des lèvres de la fissure est recouverte d'une couche d'oxyde.

Pour l'éprouvette X6660D, le front de fissure est d'abord parallèle à la ligne de fond d'entaille puis s'incurve (de façon concave par rapport au fond d'entaille) (figure 2.3-24). Lorsque la fissure est suffisamment éloignée du fond d'entaille, le front a une forme elliptique (forme convexe par rapport au fond d'entaille).

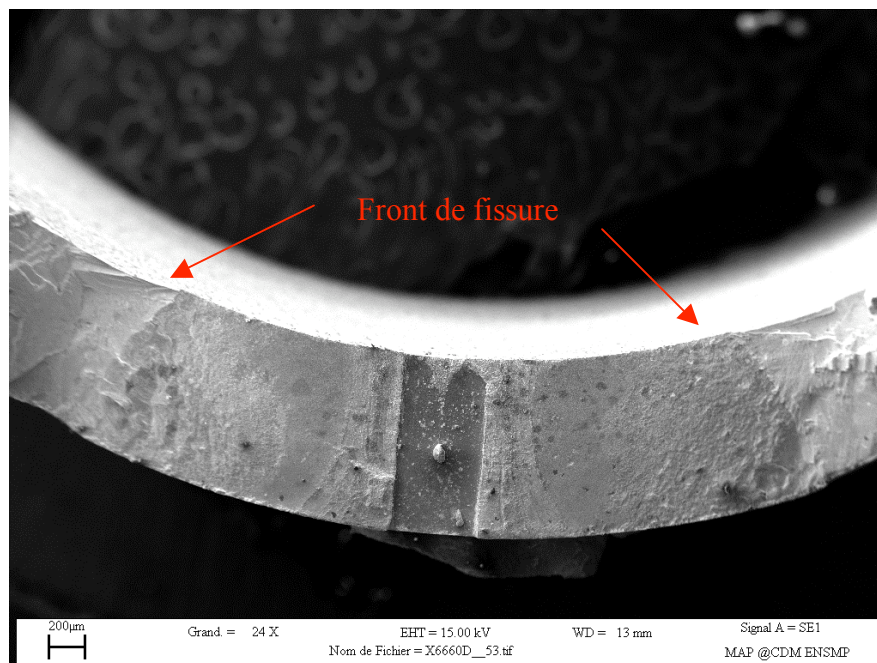


Figure 2.3-24 : Propagation de fissure sur une entaille : Essai X6660D T = 950°C

$$f = 0.05\text{Hz } \Delta\epsilon = 0.5\%$$

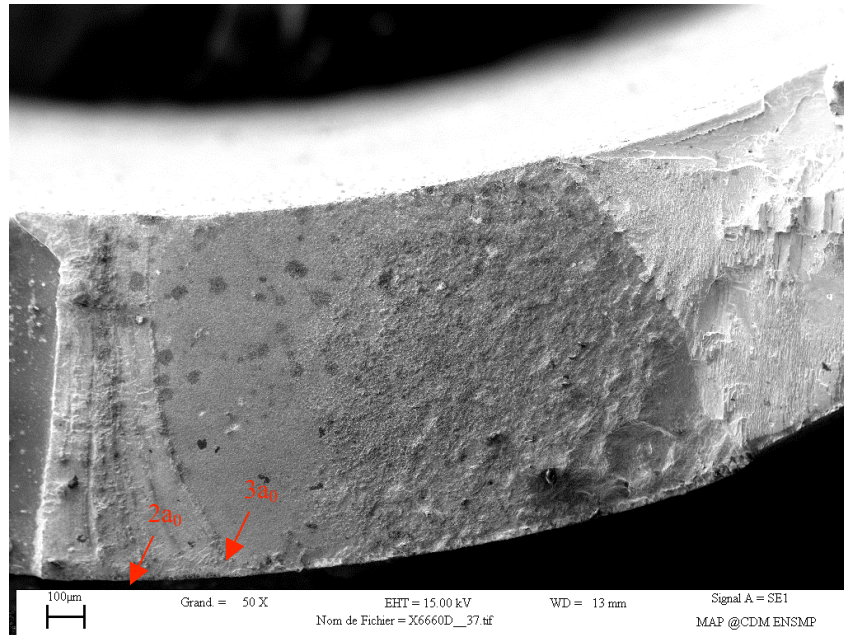


Figure 2.3-25 : Propagation de fissure sur une entaille – Marquage elliptique du front de fissure Essai X6660D T = 950°C f = 0.05Hz $\Delta\epsilon$ = 0.5%

Pour l'éprouvette X6660A, le faciès est beaucoup plus oxydé (figure 2.3-26). Il est difficile de localiser précisément l'amorçage de la fissure. Cependant, au vu du faciès présenté sur la Figure 2.3-27, il semble d'après les marques matérialisant le front de fissure, que l'amorçage s'est produit au milieu de l'épaisseur.

De plus, nous pouvons voir sur les figures 2.3-24 et 2.3-25, que le fond d'entaille n'est pas bien droit et présente une forme de « biseau » due à un problème d'usinage. Ce défaut de géométrie d'entaille peut générer une différence dans l'amorçage et la propagation de la fissure aussi bien dans le nombre de cycles que la forme du front de fissure. Ce phénomène est encore plus évident sur le faciès de l'éprouvette X6660J (figure 2.3-28) : la forme du front de fissure final est associée à la forme du fond d'entaille. On retrouve la forme biseautée du fond d'entaille sur le front de fissure initial. A contrario, lorsque le fond d'entaille est bien droit, comme pour l'éprouvette X6660A, le fond de fissure final est également bien droit. On a donc bien une influence de la forme du défaut initial sur la propagation de la fissure.

On remarque sur le faciès X6660A, que le front de fissure final a une géométrie radiale (la fissure est plus longue sur la surface extérieure que sur la surface intérieure). C'est évidemment la forme en tube de l'éprouvette qui génère cette forme de front de fissure.

Sur le faciès X6660J, on observe en fin de fissuration une zone de 100 μm de longueur plus sombre. On remarque que cette zone plus sombre apparaît pour une longueur de fissure en surface de $3.a_0$, distance à partir de laquelle la vitesse de propagation augmente à nouveau.

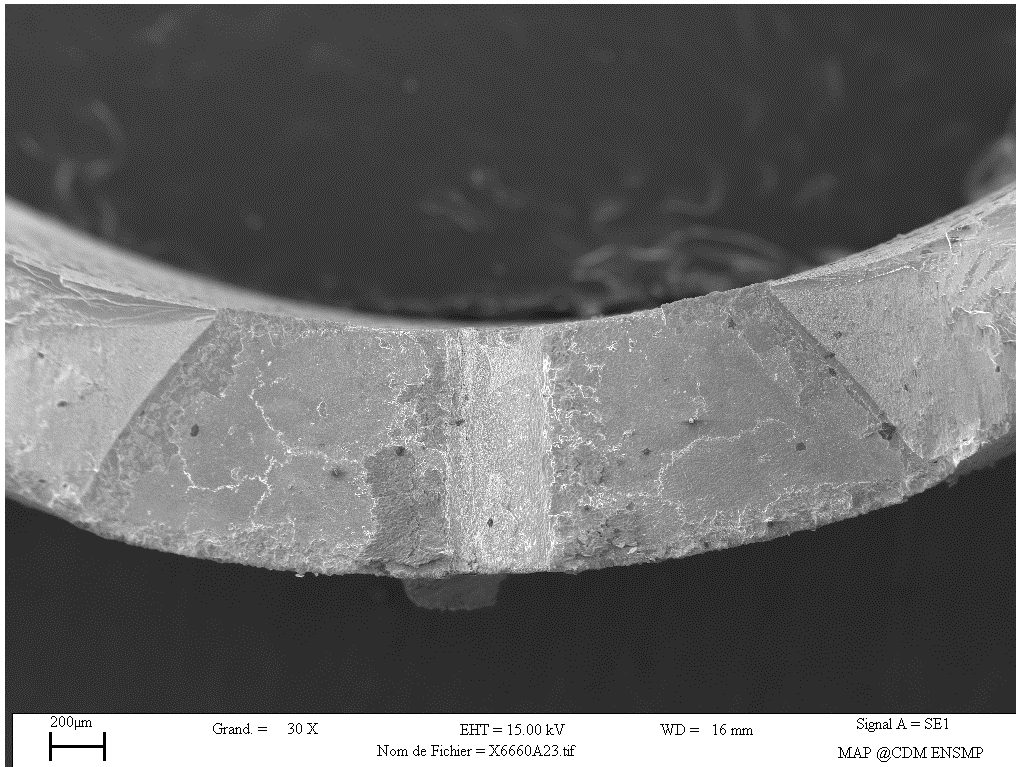


Figure 2.3-26 : Faciès de rupture de l'éprouvette X6660A (entaille à 45°) $\Delta\epsilon=0.5\%$ $f=0.05\text{Hz}$ $T=950^\circ\text{C}$

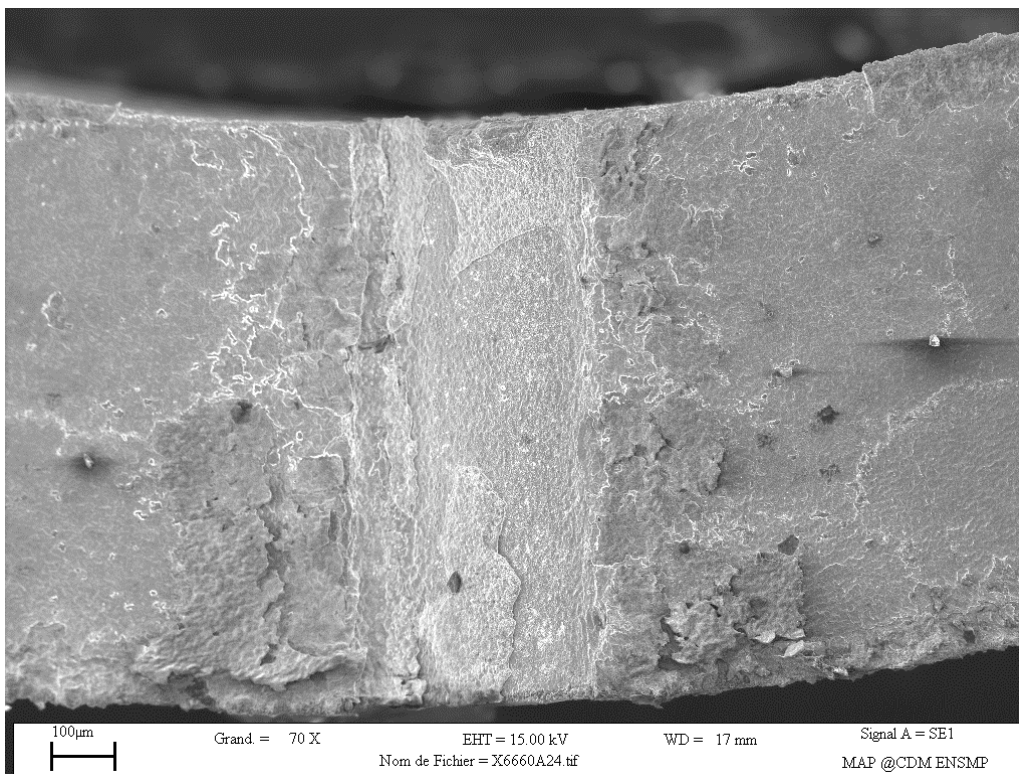


Figure 2.3-27 : Faciès de rupture de l'éprouvette X6660A – Zoom près de l'entaille (entaille à 45°) $\Delta\epsilon=0.5\%$ $f=0.05\text{Hz}$ $T=950^\circ\text{C}$

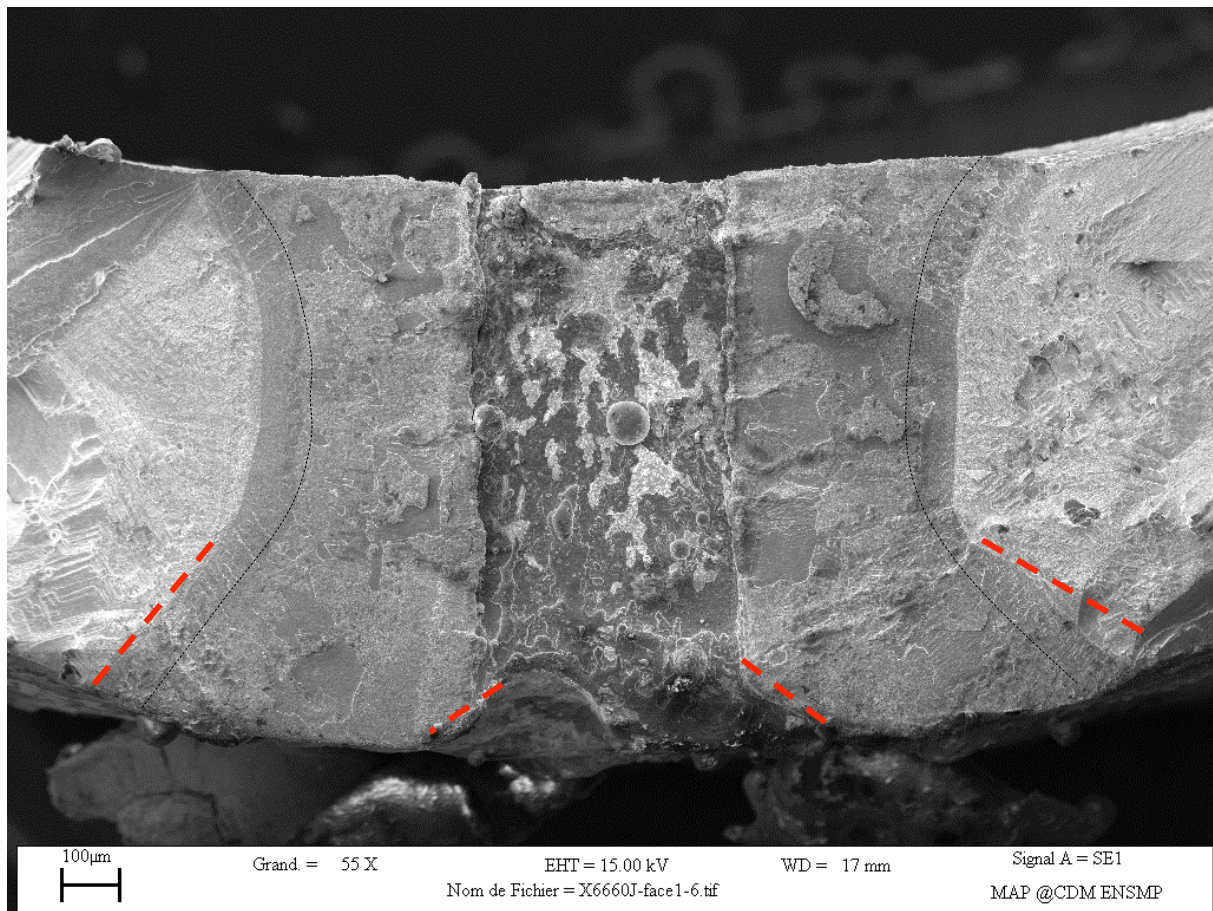


Figure 2.3-28 : faciès de rupture de l'éprouvette X6660J $\Delta\epsilon = 0.5\%$ T=950°C f=1Hz

Le faciès (Figure 2.3-29) de l'éprouvette X6660E testée à 650°C montre des faces lisses qui prouvent que la fissuration s'est faite brutalement et n'a pas eu le temps de s'oxyder, le nombre de cycles final étant de 5016 cycles. Sur la figure 2.3-30, on observe également un problème d'usinage de l'entaille sur la partie intérieure du tube. On observe plusieurs amorçages de fissure sur le fond d'entaille. Le problème d'usinage n'a donc pas eu d'influence pour cette éprouvette, sur l'amorçage et la propagation de fissure.

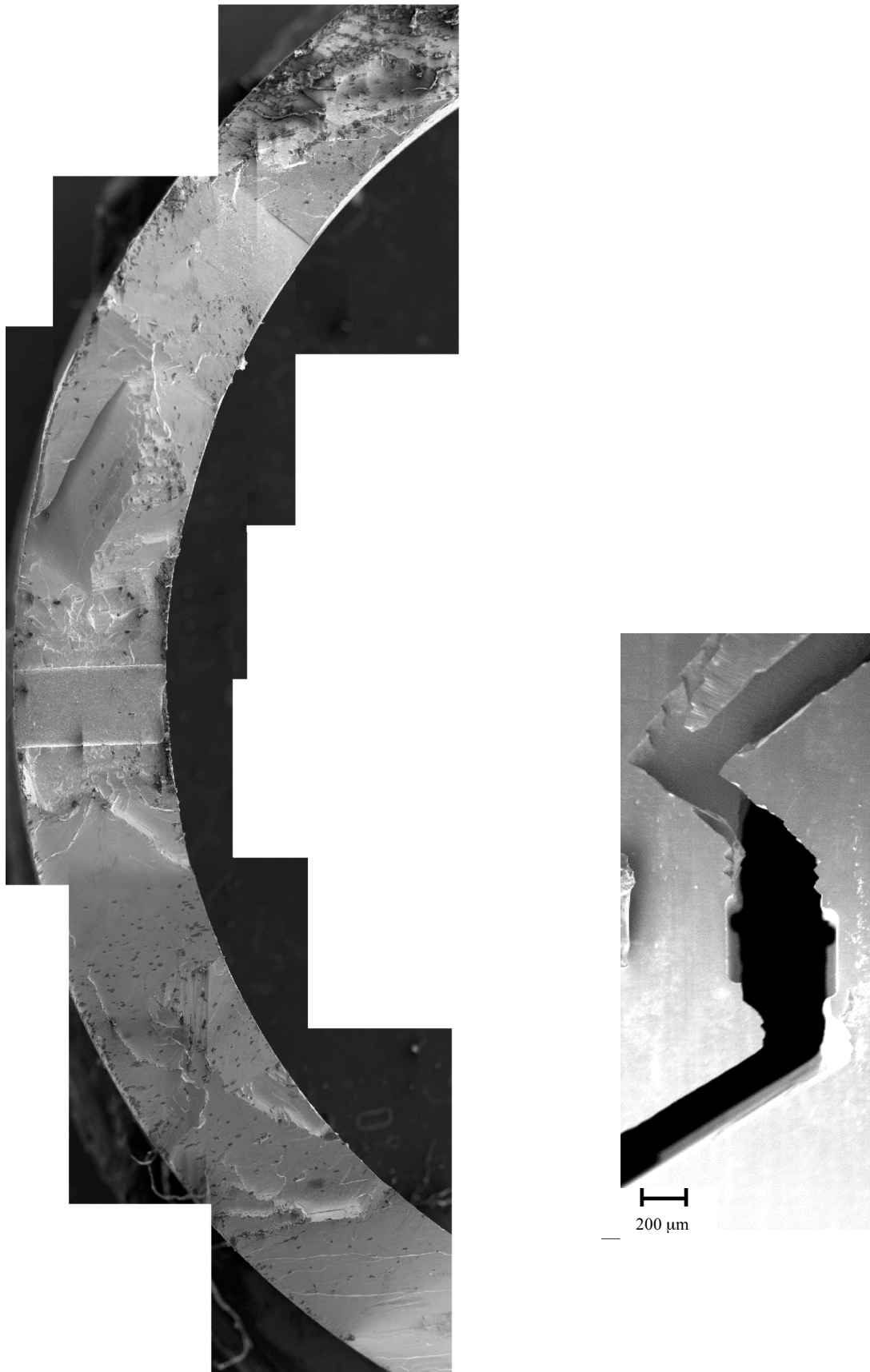
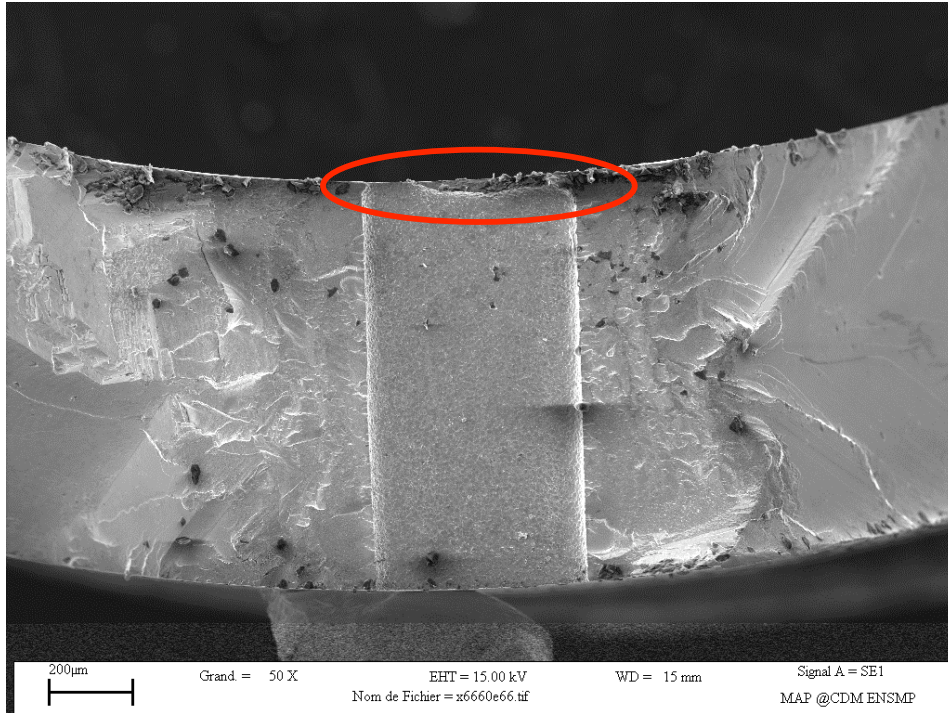


Figure 2.3-29 : Faciès de rupture de l'éprouvette X6660E $De = 0.5\%$ $T=650^{\circ}\text{C}$ $f=0.05\text{Hz}$



**Figure 2.3-30 : Défaut de géométrie de l'entaille sur l'éprouvette X6660E $\Delta\epsilon = 0.5\%$
T=650°C f=0.05Hz**

Le faciès de l'éprouvette X6762D qui a subi un chargement isotherme / anisotherme est présenté figure 2.3-30 et 2.3-31. On voit nettement sur le faciès, des lignes qui correspondent aux arrêts de la machine entre chaque partie isotherme et anisotherme. De plus, on voit une différence entre les surfaces sur lesquelles la fissure s'est propagée en chargement isotherme et les surfaces sur lesquelles la fissure s'est propagée en chargement anisotherme.

En effet, les surfaces associées au chargement isotherme sont très oxydées avec des lignes qui correspondent à l'avancée de la fissure. Les surfaces associées au chargement anisotherme sont lisses, très peu oxydées, ce qui s'explique par le fait que la fissure est fermée pendant tout le palier de compression à 950°C et s'ouvre jusqu'à une déformation maximale de 0.25% à 650°C. Cette température est beaucoup moins oxydante mais plus fragilisante, ce qui a pour conséquence l'accélération de la vitesse de propagation.

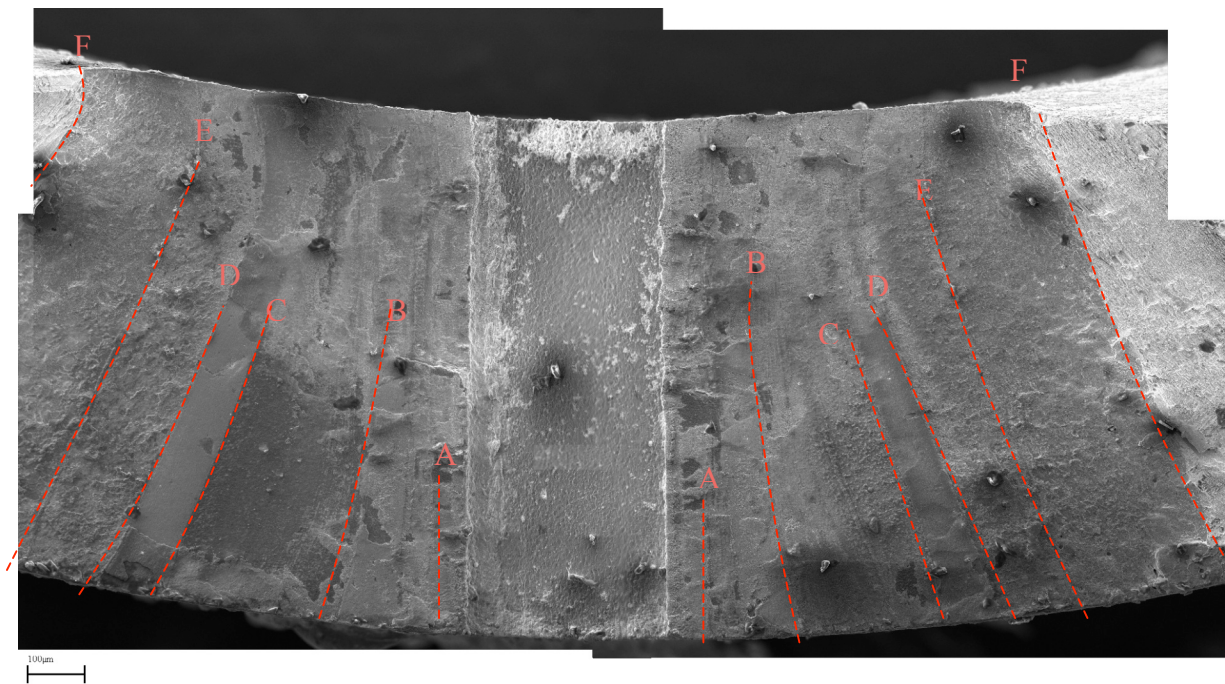
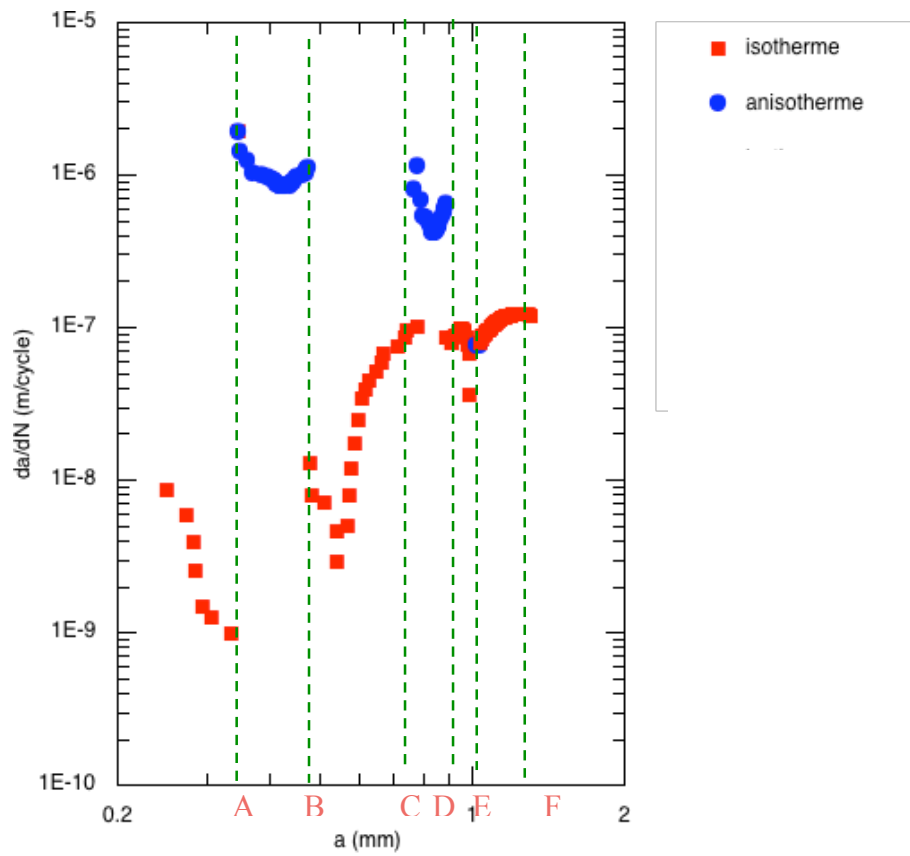


Figure 2.3-31 : Faciès de l'éprouvette X6762D : visualisation des parties isothermes et anisothermes.

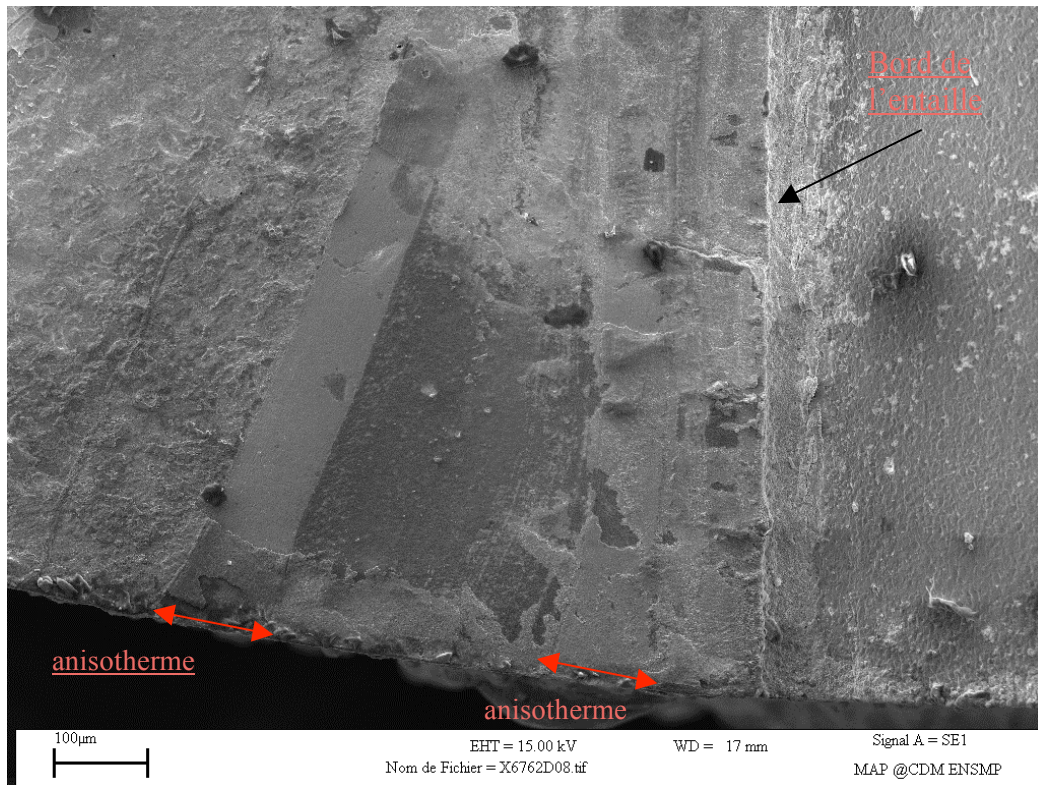


Figure 2.3-32 : Faciès de l'éprouvette X6762D isotherme / anisotherme.

Dans le but d'étudier l'influence du procédé de perçage dans les aubes de turbine, N. Revuz (Revuz, 2010) a réalisé des essais sur des éprouvettes plates trouées en AM1 dont le plan est présenté Figure 2.3-33.

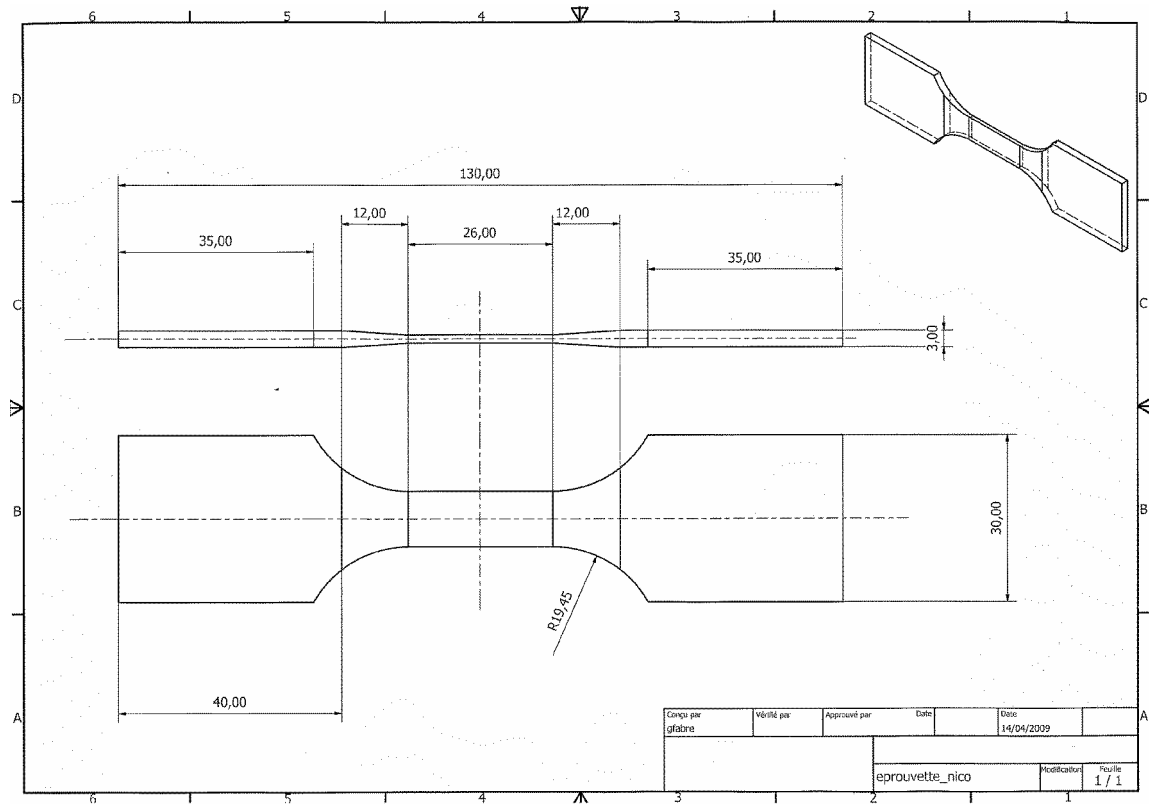


Figure 2.3-33 : Plan de l'éprouvette plate (Revuz, 2010)

Le trou a un rayon de 250 μm . En comparant ses résultats avec ceux réalisés sur les éprouvettes tubulaires entaillées, on cherche à savoir si la géométrie initiale du défaut a une influence sur l'amorçage et la micro-propagation. Les essais sur éprouvettes plates trouées ont été réalisés en contrainte imposée avec un rapport de charge de 0.1 et une fréquence de 1 Hz. La méthode de suivi électrique a été utilisée pour étudier la propagation de la fissure.

On compare donc les niveaux de vitesse pour les deux types de défaut. Les courbes da/dN en fonction de ΔK sont tracées Figure 2.3-34. On constate que pour la même fréquence, les niveaux de vitesse pour un même ΔK sont quasiment égaux, sauf pour la première partie de la courbe où les éprouvettes tubulaires entaillées génèrent des vitesses plus élevées. Lorsque la fissure est longue, les vitesses de propagation des éprouvettes plates trouées coïncident avec les vitesses de propagation des éprouvettes tubulaires entaillées pour un même ΔK . En fissure longue, on retrouve donc le même comportement.

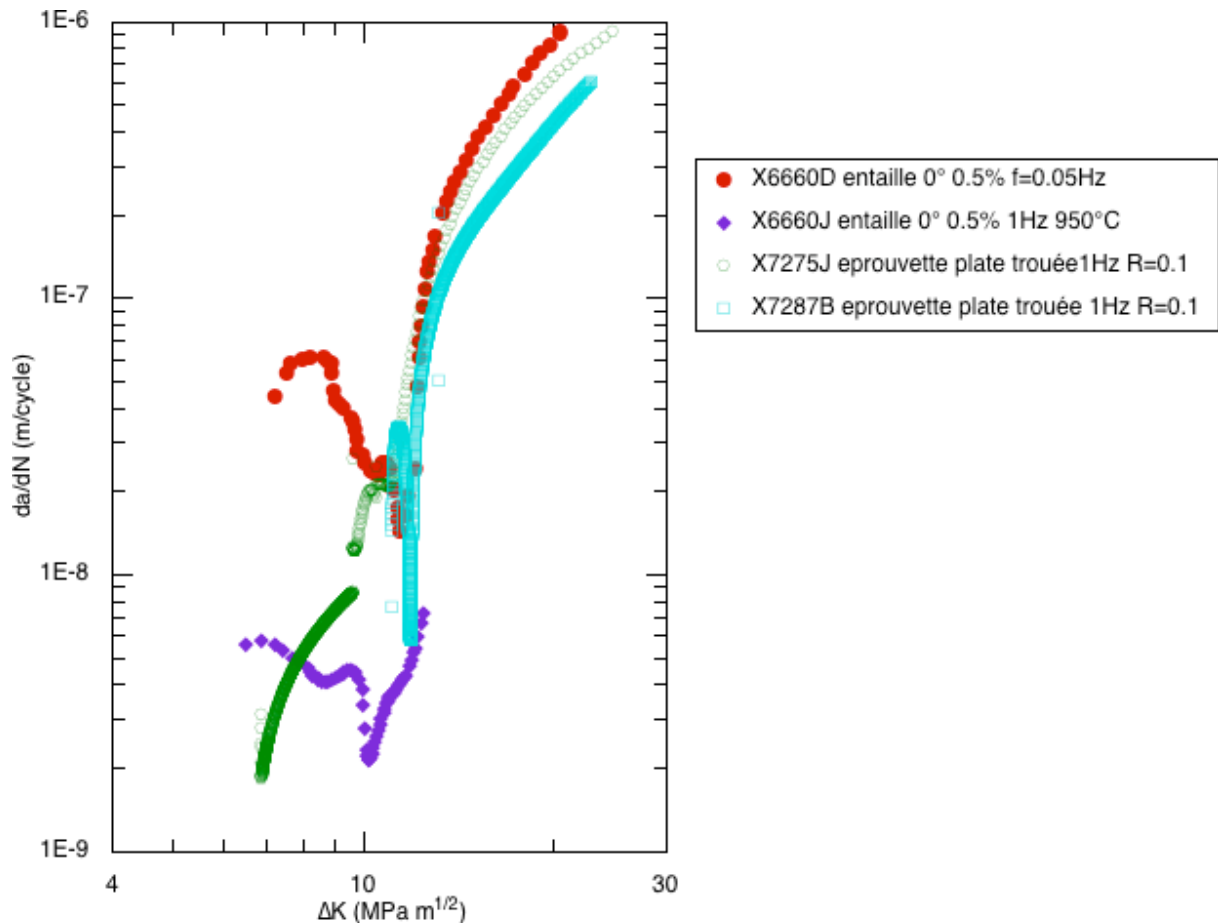


Figure 2.3-34 : Comparaison des résultats d'essais de fatigue sur éprouvette plate trouée et d'essais sur éprouvettes tubulaires entaillées (Revuz)

Les observations microstructurales montrent que la fissure s'amorce sur le trou perpendiculairement au chargement. Comme pour les éprouvettes tubulaires entaillées et testées à 950°C, la fissuration est rectiligne. Lorsque la fissure est plus longue, on constate que la propagation se fait par petite bifurcation. On a également observé ce phénomène sur les éprouvettes tubulaires (Figure 2.3-18).

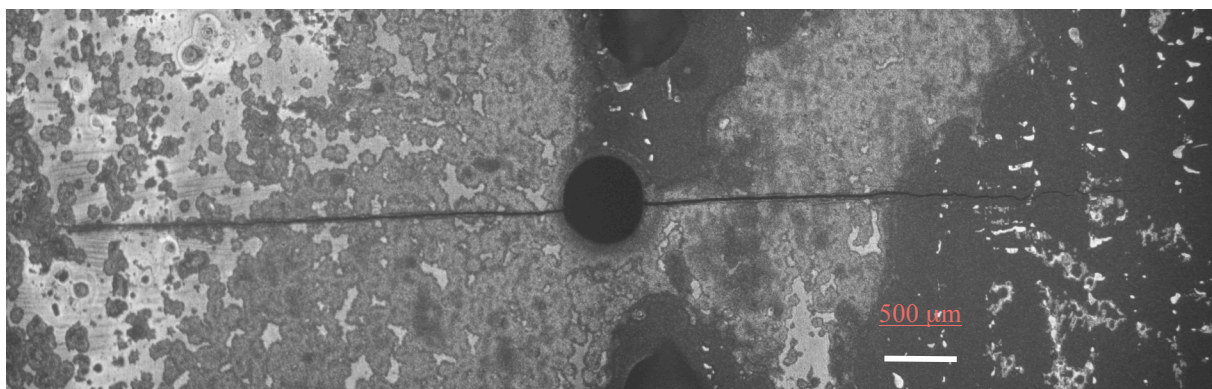


Figure 2.3-35 : Amorçage et propagation de fissure sur un trou dans l'éprouvette (Revuz, 2010)

2.3.5 Effet de l'oxydation sur la propagation de fissure

Les aubes de turbines sont très exposées aux environnements oxydants. De nombreux travaux ont été réalisés pour étudier les phénomènes d'oxydation dans ces matériaux. Des essais de fissuration sous air ont permis de montrer deux effets de l'oxydation :

- Une croissance de la couche d'oxyde sur les lèvres de la fissure qui a pour conséquence d'amplifier les effets de fermeture en augmentant le seuil d'ouverture de la fissure. Cet effet entraîne un ralentissement de la propagation de fissure.
- Une fragilisation du matériau en pointe de fissure due à la diffusion de l'oxygène qui diminue les propriétés mécaniques du matériau. Cet effet induit une accélération de la propagation de fissure.

A 950°C, si la vitesse de fissuration de la couche d'oxyde en arrière de la pointe de fissure est plus rapide que la vitesse d'avancée de la fissure, il y a un ralentissement de la propagation de la fissure. L'effet de l'oxydation tend à ralentir la propagation de fissure sous air ($R=0.1$).

A moyenne température, et à vitesse moyenne, il y a un phénomène de diffusion de l'oxygène en avant de la pointe de fissure. Cet élément peut soit se placer en substitution dans la maille, soit s'accumuler dans des zones de fortes densités de dislocations et conduire à un état de fragilisation, accélérant la propagation de fissure. Cet effet diminue lorsque la vitesse de propagation est égale à la vitesse de diffusion de l'oxygène. L'oxydation pénètre plus rapidement dans le métal au niveau des espaces interdendritiques car ces zones contiennent des éléments chimiques qui ont une grande affinité avec l'oxygène (Bernède, 1994). Cette oxydation pénétrante suit souvent une cinétique en $t^{1/4}$. Reger et Rémy (Reger and Remy, 1988a, Reger and Remy, 1988b) ont montré que la fatigue accélère aussi bien l'oxydation superficielle que l'oxydation préférentielle dans le matériau. Il y a donc une interaction entre oxydation et déformation. C'est pourquoi, il existe deux effets de l'oxydation. Un premier qui induit la fermeture de fissure et va ralentir sa propagation et le deuxième effet qui accélère la propagation du fait de la fragilisation du matériau en pointe de fissure.

Plus récemment Marchal (Marchal, 2006) a mis en évidence la fragilisation de l'AM1 bas soufre. L'AM1 bas soufre a une composition chimique légèrement différente de l'AM1 standard. Ce matériau est caractérisé par une teneur en soufre très inférieure à celle de l'AM1 dit « standard » (moins de 0.1 ppm de soufre, contre 2 ppm). Pour mettre en évidence la fragilisation de l'AM1 bas soufre, Marchal réalise un traitement thermique à l'air et à haute température (950°C ou 1100°C) sur des éprouvettes CT avant de les solliciter en fatigue à 650°C. La durée d'exposition des éprouvettes est de 100 à 1000 h. Il constate que le phénomène de fragilisation est bien mis en évidence pour les éprouvettes traitées dans l'air à 950°C : il obtient de fortes vitesses de propagation de fissure à faibles valeurs de facteurs d'intensité des contraintes. De plus, Marchal retrouve la cinétique en $t^{1/4}$ caractéristique de l'oxydation préférentielle.

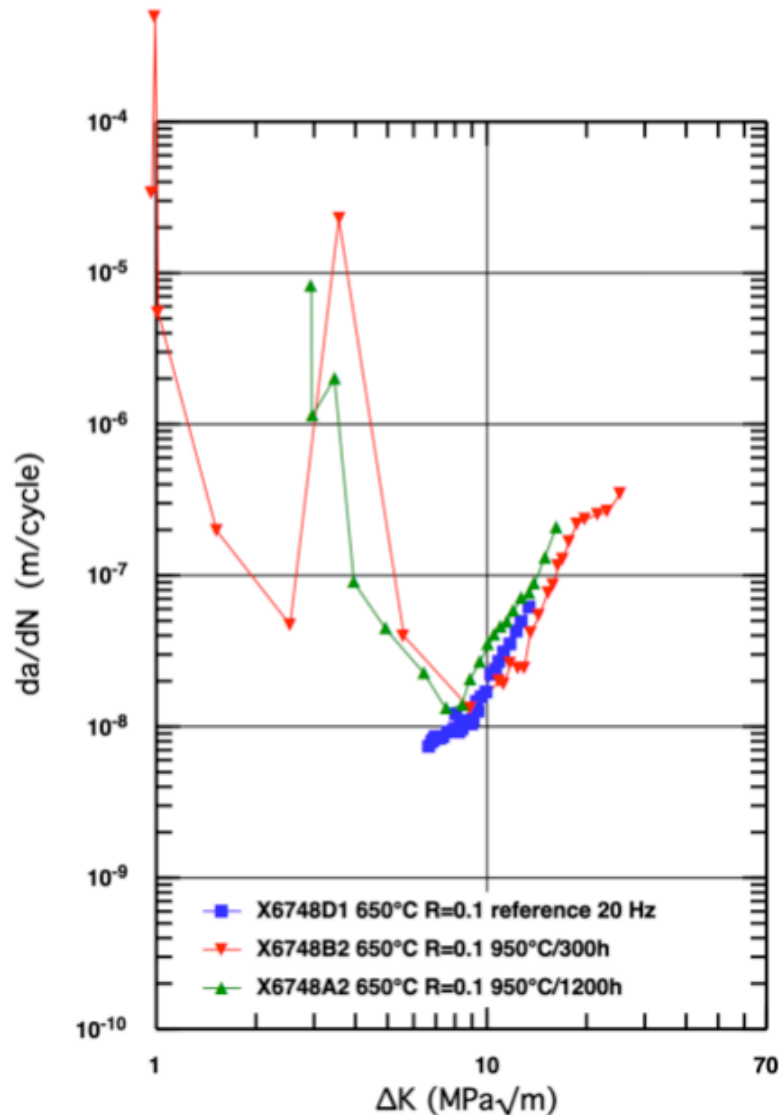


Figure 2.3-36 : Comparaison entre les courbes de fissuration sur l'éprouvette de référence et les éprouvettes en AM1 bas soufre préoxydées à 950°C.

Defresne (Defresne, 1989, Defresne and Remy, 1990) a observé une différence de vitesse de propagation sous air et sous vide sur le CMSX4 à 650°C. Fleury (Fleury, 1991) montre que l'oxydation, plus importante à 950°C dans l'air, ralentit très nettement la fissure lorsque le rapport de charge est petit ($R=0.1$). Mais lorsque le rapport de charge est grand ($R=0.7$), la propagation de fissure dans l'air est plus rapide. Il y a donc un effet de fermeture de fissure induite par l'oxydation dans l'AM1 à 950°C pour des petits rapports de charge ($R=0.1$).

Nous retrouvons donc le même phénomène qu'a pu observer E. Fleury pour les rapports de charge élevés. La décélération de propagation de fissure peut être associée à l'effet de fermeture induite par l'oxydation. L'accélération de la fissure peut être associée à l'effet de fragilisation du matériau en pointe de fissure.

2.4 Essai d'amorçage sur porosité naturelle

Pour valider le modèle de prédiction de durée de vie à l'amorçage sur pore, il est nécessaire d'avoir une base de données d'essais de durée de vie sur des éprouvettes contenant des pores naturels. Fleury a réalisé des essais isothermes sur des éprouvettes LCF. Ces essais sont présentés dans le tableau 2.4.1.

Les essais ont été arrêtés dans la mesure du possible avant rupture de l'éprouvette afin de faciliter les observations métallographiques. L'avancée de fissure est mesurée par la méthode de détection électrique. L'amorçage et le début de propagation ont été étudiés par des essais interrompus avec prises de répliques. Cette opération nécessite un arrêt du four et consiste à déposer sur le fût de l'éprouvette un vernis polymérique (acétate de cellulose). Après séchage, le film est retiré à l'aide d'un adhésif souple. Les répliques sont ensuite métallisées à l'or Palladium pour des observations en microscopie optique ou microscopie électronique à balayage.

L'amorçage des fissures s'effectue sur un défaut qui coïncide, lorsque celle-ci existe ou est observable, avec une craquelure du film d'oxyde. Ce défaut semble situé en général à la surface ou près de la surface. La propagation de fissure est symétrique par rapport au défaut initial et est globalement plane. La forme du front de propagation est semi-elliptique avec un rapport profondeur de fissure sur longueur de fissure en surface a_p / a_s de 0.38.

Defresne (Defresne, 1989) a montré qu'à 650°C, la durée de vie conduisant à l'amorçage dépend de la taille et de la position de la porosité conduisant à l'amorçage de la fissure principale. A haute température, l'amorçage fait intervenir les phénomènes d'oxydation. A fort niveau de déformation, une fissure s'amorce sur une porosité en surface ou très près de la surface. A faible déformation, les hétérogénéités de surface, combinées avec les craquelures du film d'oxyde, vont favoriser une oxydation interne qui sera responsable d'une petite fissure.

Nom	T (°C)	Traitement thermique	Nf	$\Delta\epsilon$	$\Delta\epsilon_{in}$	$\Delta\sigma$	σ_{max}	σ_{min}	Orientatio n principale	Orientatio n / <001> (°)	Méthod e de mesure	N _{arret}	Ni ap = 0.3mm	Ne ap = 0.1mm
X0924D	950	T1 R1 R2	250	0.018	0.003	1270	604	-666	<001>	6	Réplique	200	180	98
X0924B	950	T1 R1 R2	22800	0.006	0.00043	540	270	-270	<001>	2.5	Réplique	23000	18000	8943
X0924H	950	T1 R1 R2	43000	0.005	0.00029	455	234	-221	<001>	3	Estimé	43000	28991	16866
X0924A	1100	T1 R1 R2	30111	0.0041	0.00025	292	147	-145	<001>	4	Estimé	34575	22339	16327
X0924C	1100	T1 R1 R2	2220	0.01	0.00186	603	260	-343	<001>	5.5	Réplique	2150	1645	1090
X1028F	950	T1 R1 R2	1414	0.009	0.00102	770	388	-382	<001>	5	Estimé	1370	953	554
X1059A	950	T1 R1 R2	3920	0.008	0.008	740	334	-406	<001>	5	Réplique	4000	2600	1358
X1051C	950	T1 R1 R2	6972	0.007	0.0006	625	284	-341	<001>	4	Estimé	8273	5328	2735
X1057E	950	T1 R1 R2	290000	0.004	0.0001	370	185	-185	<001>	9	Réplique	3 ^E +5	239000	113750
X1055E	1100	T1 R1 R2	121	0.021	0.0078	867	451	-416	<001>	7	Réplique	140	95	40
X1031C	1100	T1 R1 R2	2084	0.008	0.0013	517	260	-257	<001>	5.5	Estimé	2157	1546	1061
X1056B	1100	T1 R1 R2	10289	0.0056	0.0006	346	163	-183	<001>	11.5	Réplique	9482	8100	5329
X4289E	950	T1 R1 R2	678	0.015	0.00156	1199	564	-635	<001>	3	Estimé	881	458	266
X4291h a	950	T1 R1 R2	3890	0.01	0.0013	850	400	-411	<001>	3	Estimé	4326	2623	1526
X4291E a	1100	T1G1G2C1AR2	318	0.0155	0.0041	860	450	-410	<001>	-	Réplique	326	241	171
X4114C a	1100	T1G1G2C1AR2	977	0.0114	0.0031	670	340	-330	<001>	-	Réplique	929	748	540
X1579b 2		T1 R1 R2	986	0.01	0.0018	776	378	-398	<001>	5	Réplique	990	650	266
X1578b 1		T1 R1 R2	16100	0.005	0.0004	484	246	-238	<001>	5	Réplique	16000	12500	4900
X4291e b	1100	T1G1G2C1AR2	3512	0.0072	0.0023	418	206	-183	<001>	-	Réplique	13917	8245	4797
X4291h b	950	T1 R1 R2	12230	0.0083	0.00032	680	327	-353	<001>	3	Estimé			

Tableau 2.4-1 : Résultats des essais de fatigue oligocyclique à 950°C et 1100°C

Nom	T (°C)	Nf	$\Delta \varepsilon$	$\Delta \varepsilon_{in}$	$\Delta \sigma$	σ_{max}	Orientatio n principale	N _{arret}	Ni ap = 0.3mm	Ne ap = 0.1mm
X0802HH	650	1462	0.00152	0.00049	1700	853	<001>	/	731	166
X0802DH	650	3952	0.00112	0.00043	1408	742	<001>	/	1976	450
X0902FH	650	12672	0.0011	0.00031	1234	620	<001>	/	6336	1441
X0802CH	650	4863	0.00103	0.00031	1340	670	<001>	/	2431	553
X1056E	650	970	0.00153	0.0003	1706	874	<001>	/	485	110
X1058E	650	11750	0.00117	0.000006	1270	638	<001>	/	5875	1337

Tableau 2.4-2 : Résultats d'essais de fatigue oligocyclique a 650°C

Nous avons donc une première base de données que nous allons compléter par des essais isothermes sur des éprouvettes LCF dont la géométrie est présentée Figure 2.4-1. L'orientation principale des éprouvettes est $\langle 110 \rangle$ qui est l'orientation dans laquelle le nombre de porosités est le plus important. Deux éprouvettes ont été testées à 950°C avec une amplitude de déformation de 0.5% et un rapport de déformation de -1. Seule la fréquence varie : de 0.05 Hz pour une éprouvette et de 1 Hz pour l'autre.

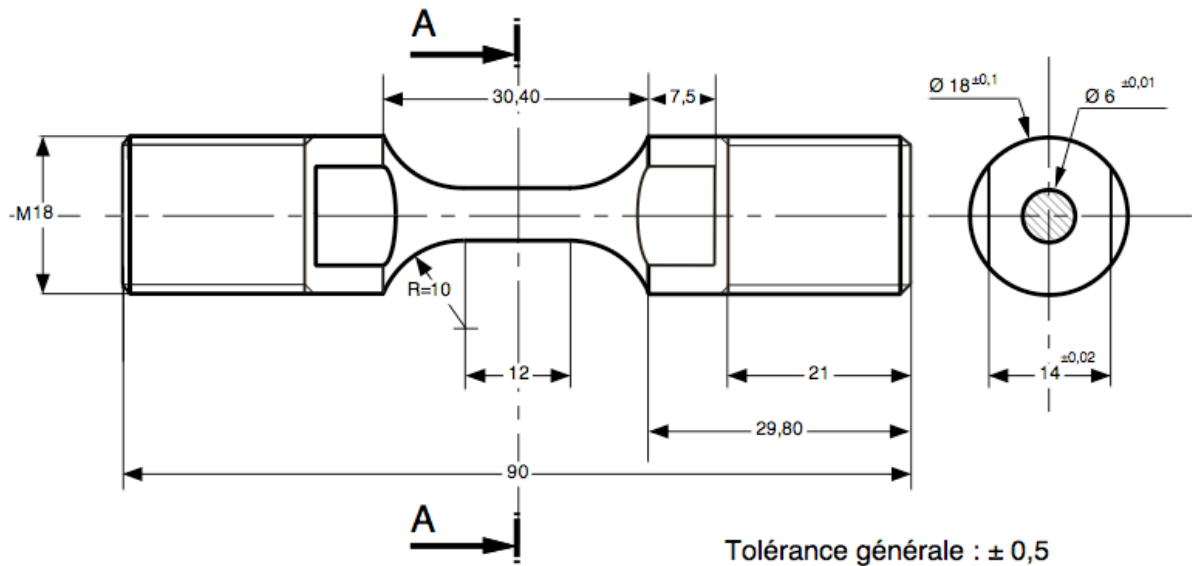


Figure 2.4-1 : plan de l'éprouvette de fatigue LCF

Nom	Orientation principale	Température	Amplitude de Déformation $\Delta\epsilon$ (%)	Fréquence (Hz)	$N_{\text{arrêt}}$	N_a	a_{final} (mm)
X2271D	$\langle 110 \rangle$	950°C	0.5%	0.05Hz	4642	1700	3.4
X2269A	$\langle 110 \rangle$	950°C	0.5%	1Hz	26060	25060	6

Tableau 2.4-3 : Chargement appliqué aux éprouvettes LCF

Pour les deux éprouvettes testées, on constate que la contrainte se stabilise très rapidement (Figure 2.4-3).

Pour les deux éprouvettes testées, il a été difficile de détecter l'amorçage. La technique des prises de potentiel a été utilisée comme pour les essais sur les éprouvettes tubulaires entaillées. La différence est que nous ne connaissons pas la localisation du défaut le plus nocif sur lequel va s'amorcer la fissure. Nous décidons de souder 3 prises de potentiels avec un angle égal, autour du fût de l'éprouvette près du congé pour avoir plus de chance de détecter l'amorçage. Cependant, la distance entre les prises de potentiel est grande et par conséquent, l'amorçage reste plus difficile à détecter que dans le cas des éprouvettes tubulaires entaillées où les prises de potentiel sont soudées près du défaut. Pour une meilleure analyse de l'amorçage de fissure sur porosité, il serait nécessaire d'utiliser la technique des répliques, ce qui implique l'arrêt de l'essai. Le graphe 2.4-4 représente l'évolution de la résistivité en fonction du nombre de cycles pour l'éprouvette X2271D. On peut alors montrer que

l'amorçage de fissure a eu lieu pour un nombre de cycles d'environ 1700 cycles. Avant 1700 cycles, la résistivité est constante. C'est à partir de 1700 cycles que la résistivité augmente d'abord doucement puis très rapidement, ce qui montre que la fissure s'est propagée brutalement. La longueur finale de la fissure est de 3.4 mm.

Dans le cas de l'éprouvette X2269A, on a pu déceler un changement de résistivité pour un nombre de cycles de 25060 cycles puis la fissure s'est propagée très rapidement sur 1000 cycles supplémentaires.

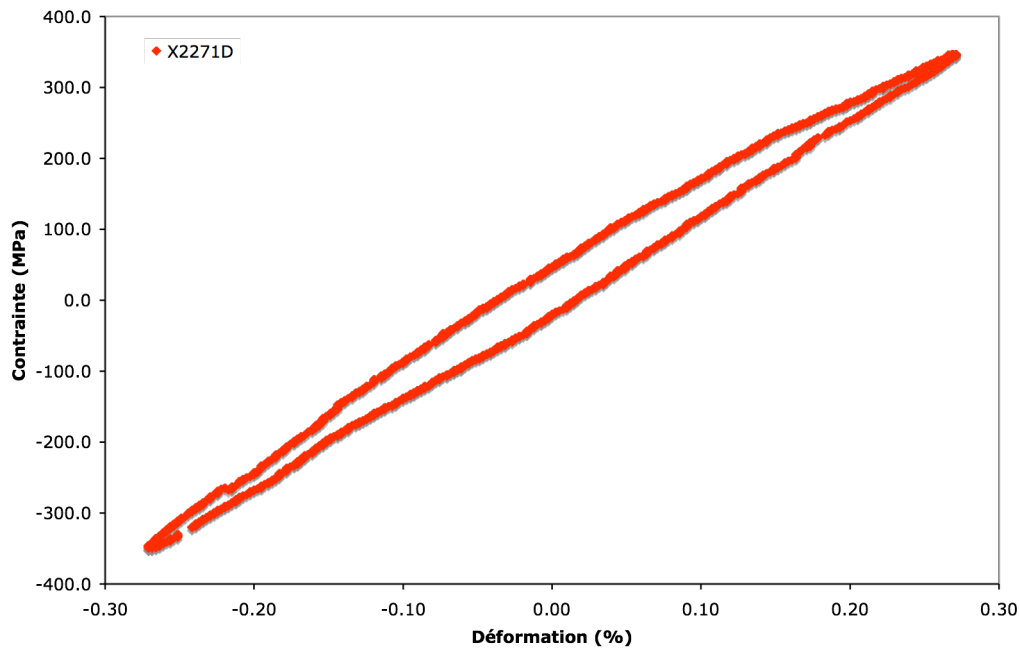


Figure 2.4-2 : Boucle de comportement à N=1698 cycle pour l'éprouvette X2271D (T=950°C De=0.5% f=0.05Hz)

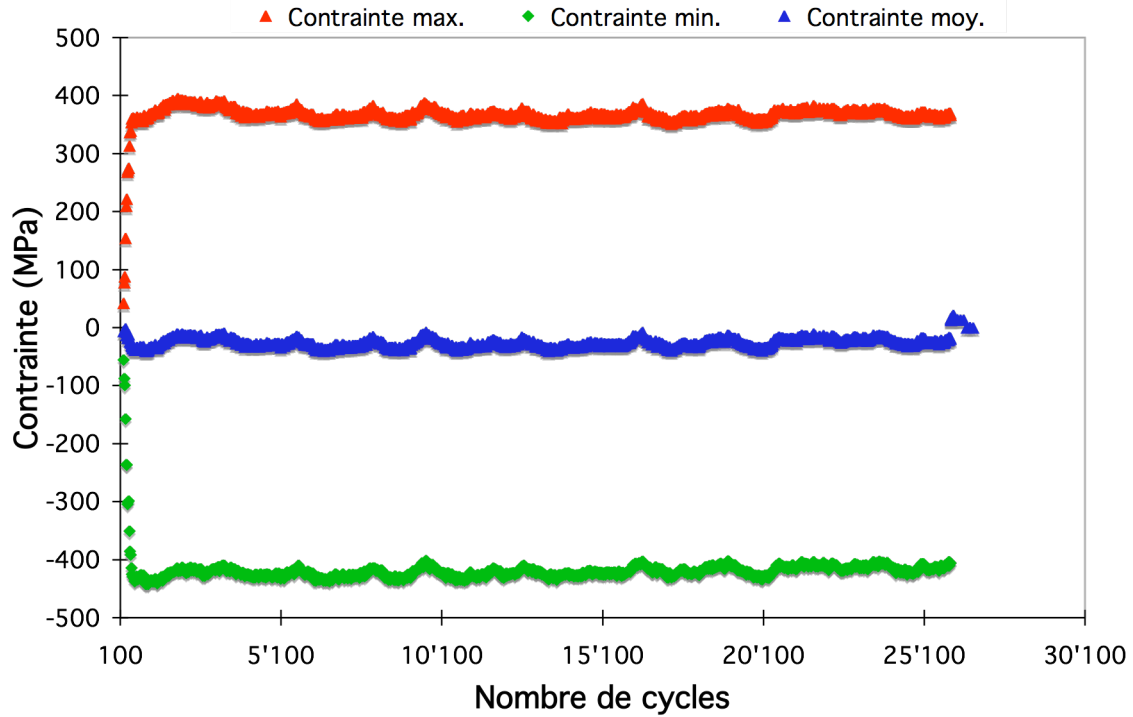


Figure 2.4-3 : Evolution de la contrainte pour l'éprouvette X2269A (<110> 950°C $\Delta\varepsilon=0.5\%$ $f=1\text{Hz}$)

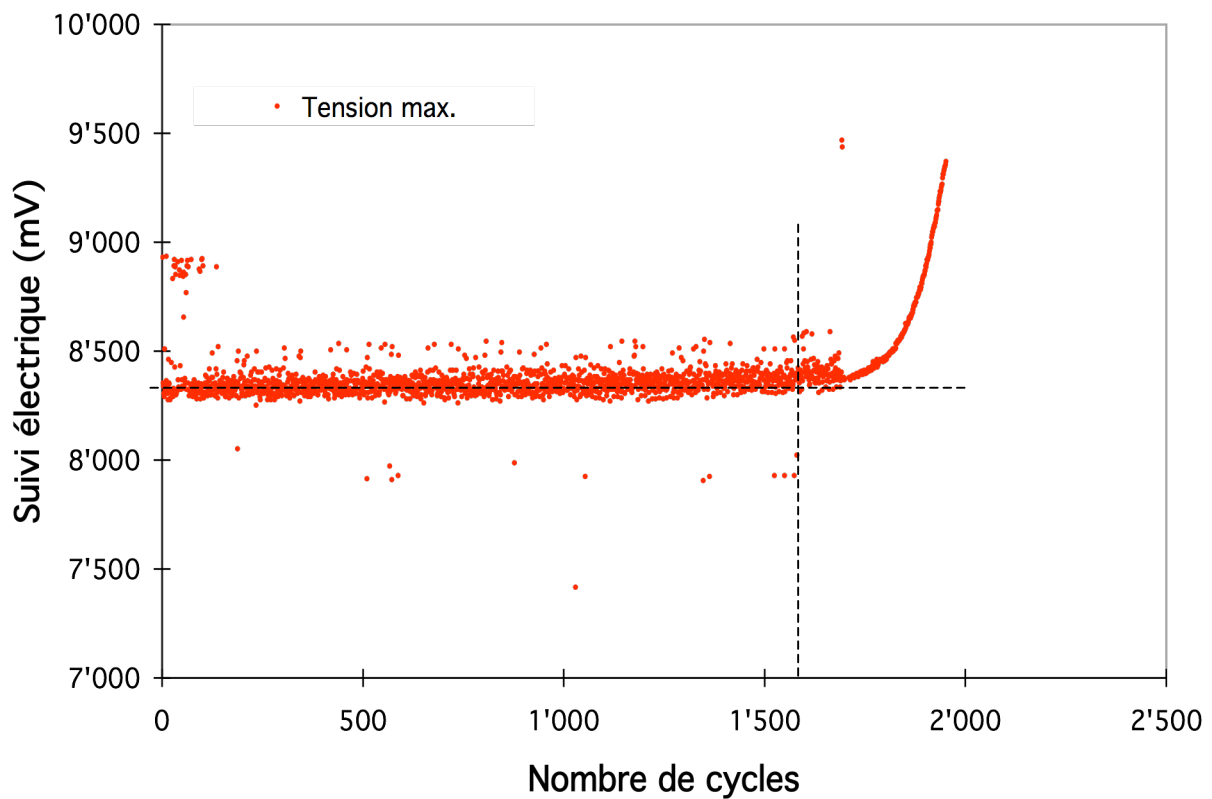


Figure 2.4-4 : Evolution du suivi électrique de la fissure dans l'éprouvette X2271D ($T=950^{\circ}\text{C}$ $De=0.5\%$ $f=0.05\text{Hz}$)

Le fût et le faciès des éprouvettes ont été observés au MEB. Pour l'éprouvette X2271D (testée à 0.05 Hz), la fissure semble s'être propagée brutalement. Peu d'oxydation recouvre le fût de l'éprouvette.

Sur le faciès Figure 2.4-3, Figure 2.4-4 et Figure 2.4-5, on peut voir les lignes de fissuration qui convergent vers un pore situé à une distance de 60 μm de la surface. Le pore a une taille de 40 μm dans sa plus grande longueur.

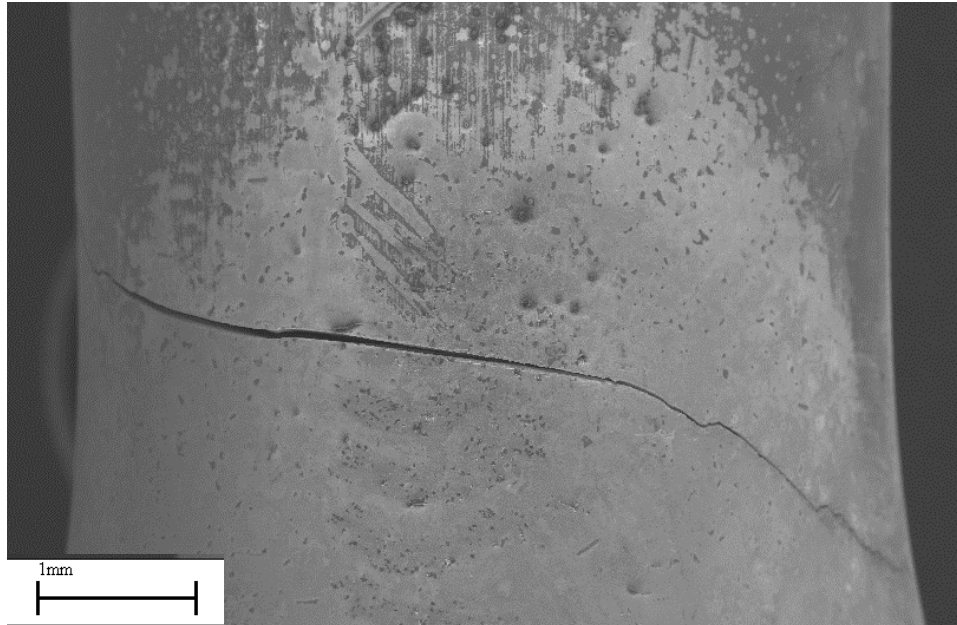


Figure 2.4-5 : Fissuration de l'éprouvette X2271D (T=950°C $\Delta\epsilon=0.5\%$ f=0.05Hz)

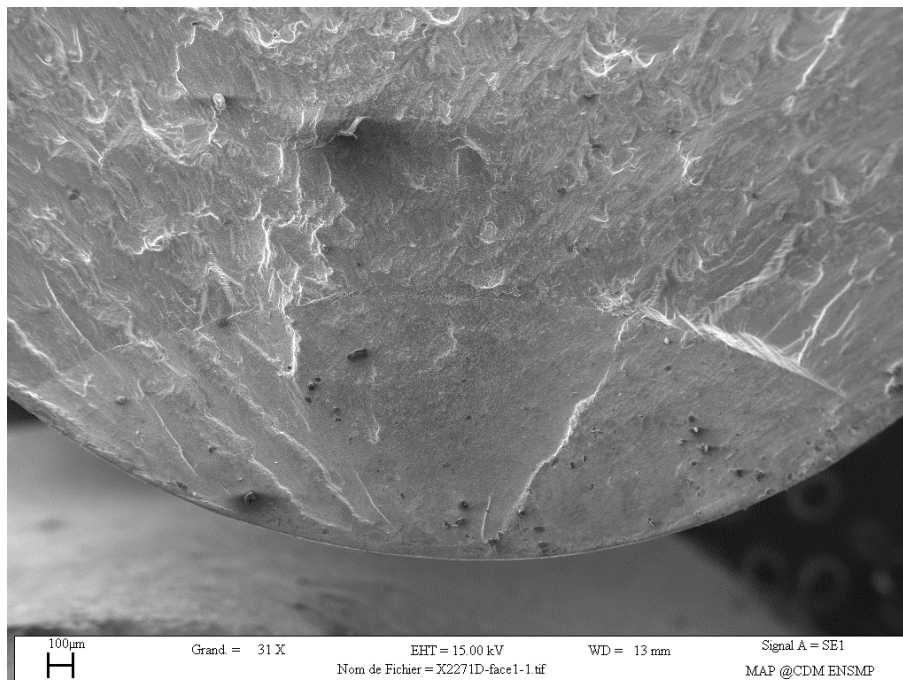


Figure 2.4-6 : Faciès de l'éprouvette X2271D

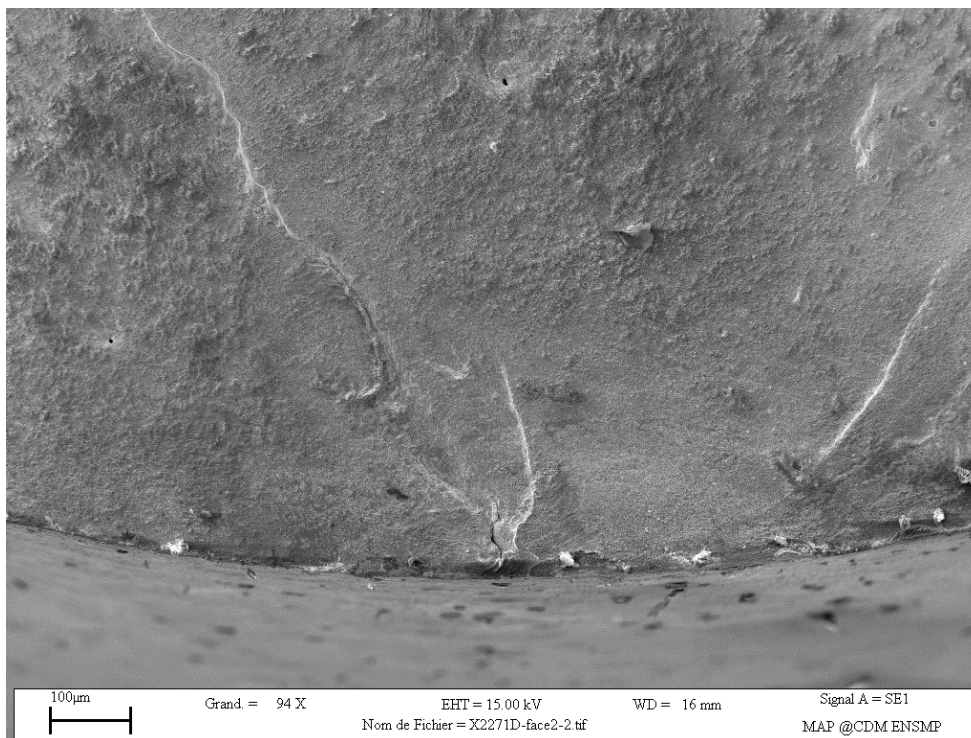


Figure 2.4-7 : Faciès de l'éprouvette X2271D – amorçage de la fissure sur un pore

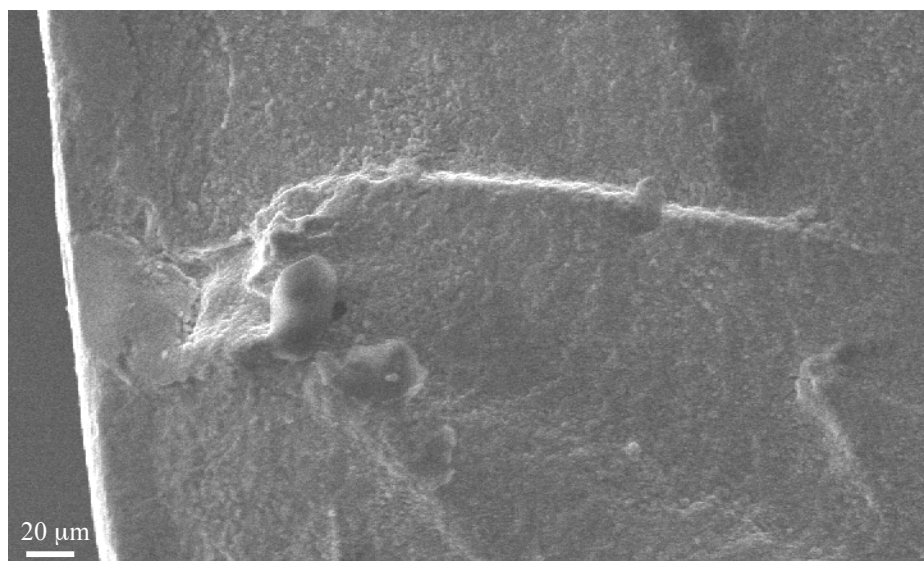


Figure 2.4-8 Détail du pore à l'origine de l'amorçage de fissure

L'éprouvette X2269A (testée à 1 Hz) s'est fissurée dans le haut du fût près du congé et de façon perpendiculaire au chargement. On observe également plusieurs microfissures sur le fût qui s'amorcent sur des pores en surface (

Figure 2.4-9). En général, ces microfissures se sont propagées sur une distance de 400 μm. Sur le faciès de l'éprouvette X2269A, les lignes de fissuration sont quasiment verticales, mais on repère l'amorçage de la fissure près de la surface (Figure 2.4-8). La surface est très oxydée, il est donc très difficile de savoir si c'est la présence d'un pore ou la rupture de

l'oxyde qui a entraîné l'amorçage de cette fissure. La fissure s'est propagée sur environ 600 μm de profondeur. A partir de cette distance, on observe plusieurs fissures qui coalescent sur des pores dont la longueur maximale varie entre 20 et 100 μm (

Figure 2.4-9 et Figure 2.4-10). Ces pores sont situés à une distance d'environ 1 mm de la surface de l'éprouvette. Les pores sont allongés, en forme de « tubes ». Ces porosités proviennent de la phase de solidification dirigée du matériau. Elles se forment dans les espaces interdendritiques quand le front de solidification de l'alliage n'est plus alimenté en liquide. C'est pourquoi la géométrie des pores est liée à la géométrie des dendrites. Leur forme n'est pas circulaire mais allongée en forme de « bras ».

E. Fleury avait montré que plus la fréquence est élevée, plus les pores critiques sont éloignés de la surface. A 0.05 Hz, tous les fissures (ou presque) sont amorcées en surface ou près de la surface. Par contre, à 20 Hz, il montre que tous les amorçages se situent à 0.2 mm voire 1 mm de la surface.

On retrouve ce phénomène sur nos éprouvettes : à 0.05 Hz, l'amorçage se fait sur un pore situé près de la surface ; à 1 Hz, on observe plusieurs grosses porosités internes sur lesquelles la fissure principale coalesce en formant d'autres fissures.



Figure 2.4-9 : Fissuration de l'éprouvette X2269A (950°C $\Delta\epsilon=0.5\%$ $f=1\text{Hz}$)

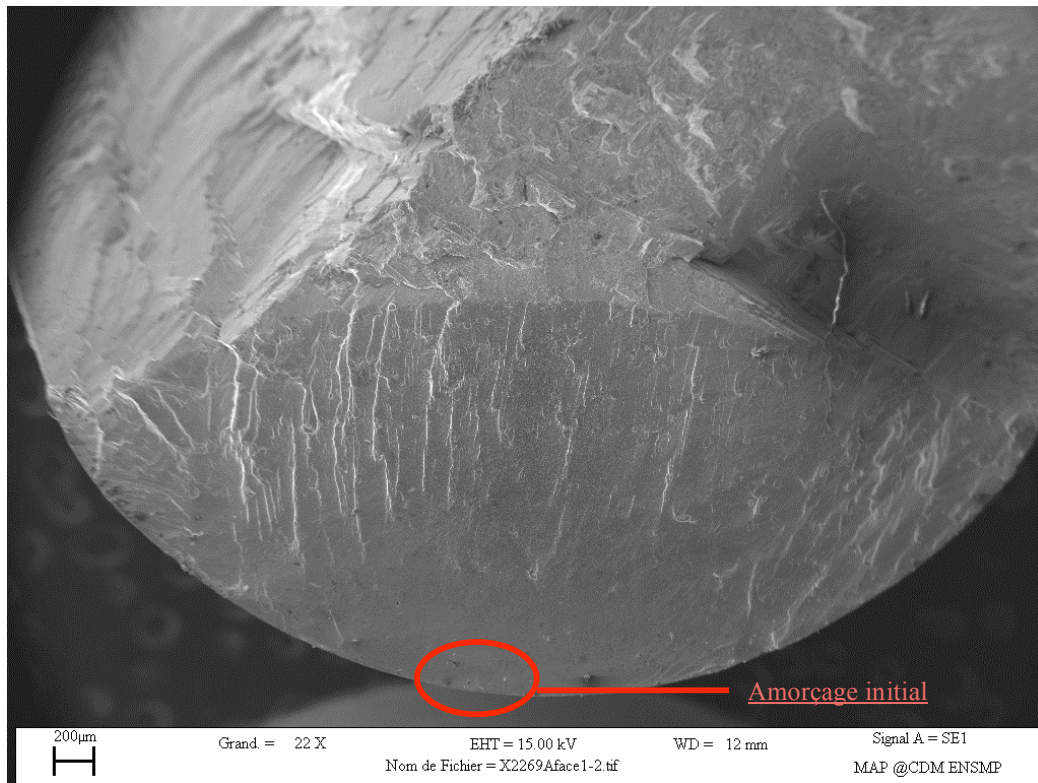


Figure 2.4-10 : Faciès de l'éprouvette X2269A (950°C $\Delta\epsilon=0.5\%$ $f=1\text{Hz}$)

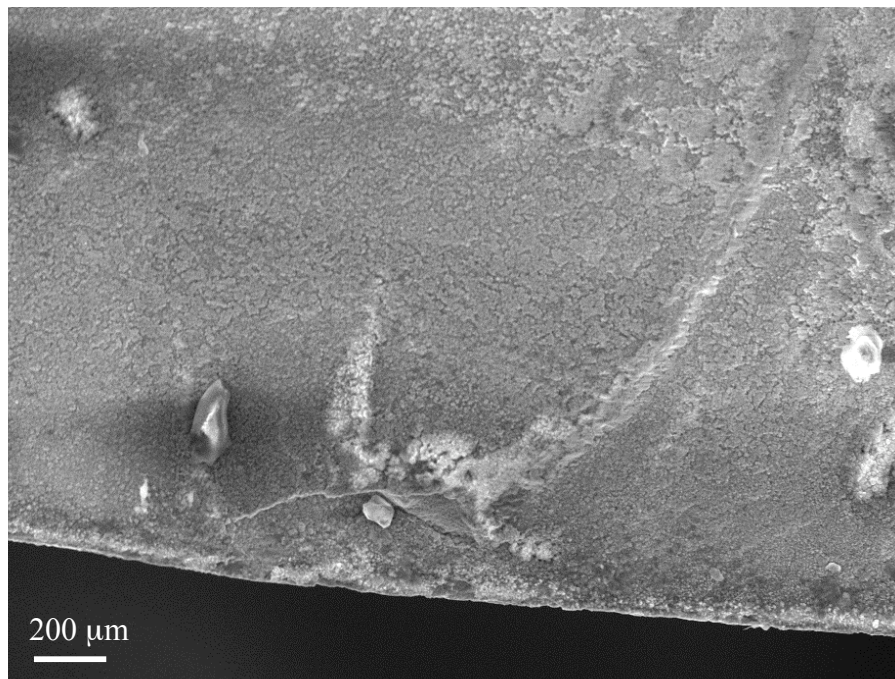


Figure 2.4-11 : Zoom sur l'amorçage initial de fissure dans l'éprouvette X2269A (950°C $\Delta\epsilon=0.5\%$ $f=1\text{Hz}$)

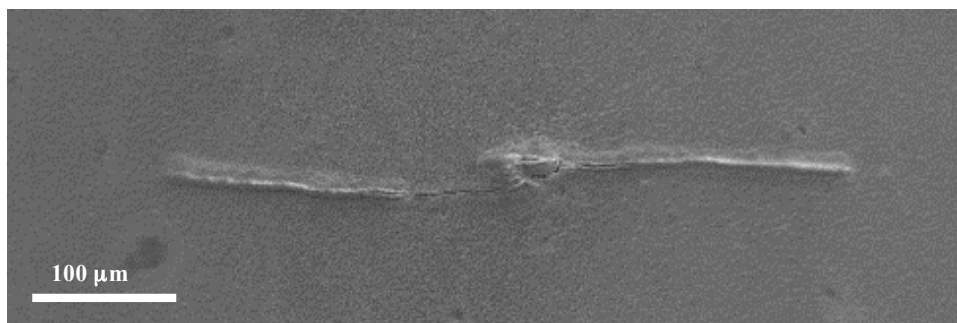


Figure 2.4-12 : Microfissure sur le fût de l'éprouvette X2269A (950°C De=0.5% f=1Hz)

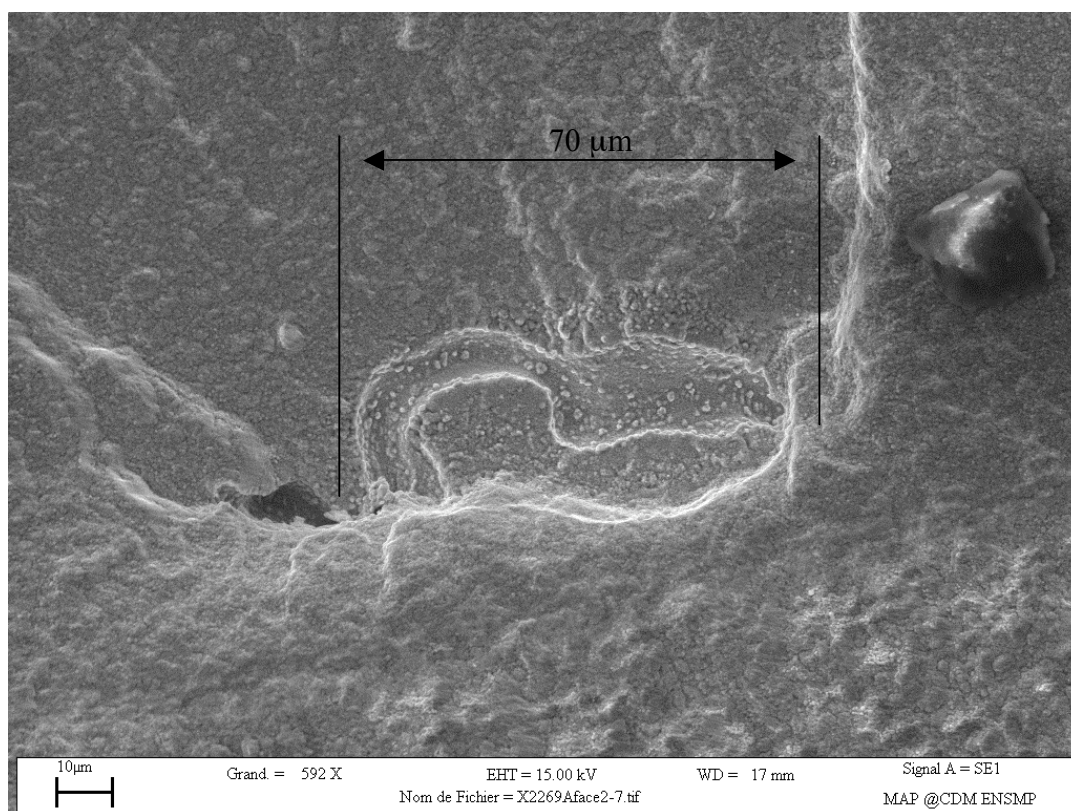


Figure 2.4-13 : Amorçage sur un pore X2269A

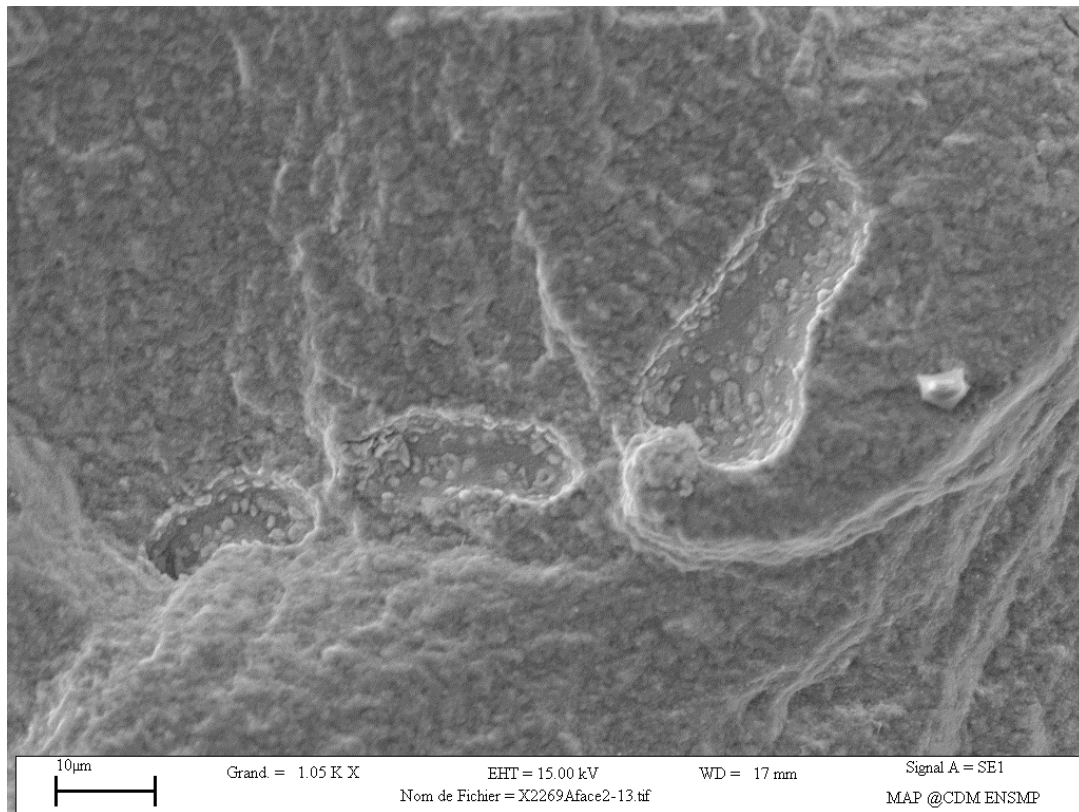


Figure 2.4-14 : Amorçage sur pore X2269A

2.5 Bilan de l'analyse expérimentale

Au cours de cette analyse expérimentale, on a pu étudier l'amorçage et la micro-propagation de fissure sur des défauts artificiels et naturels.

Les essais sur éprouvettes tubulaires entaillées ont montré qu'à 950°C, la vitesse de propagation est d'abord élevée puis décroît jusqu'à un minimum pour ré-augmenter et rejoindre le comportement de type fissure longue. On suppose que cette décroissance de vitesse est liée aux phénomènes **d'oxydation**. Une fissure s'amorce dans le matériau (initialement vierge) avec une haute vitesse de propagation. Au cours du cyclage à haute température, l'oxydation s'accumule sur les lèvres de la fissure, ce qui a pour conséquence de diminuer la vitesse de propagation. Les observations nous ont également fourni quelques éléments sur la micro-propagation. Des bourrelets d'oxyde, présents sur les lèvres de la fissure lorsque celle-ci est courte, montrent l'importance de l'oxydation sur la décélération de la vitesse de propagation lorsque la fissure est petite. Enfin, le **matériau est fragilisé** en fond de fissure, ce qui induit une accélération de la vitesse propagation de fissure. Ce comportement de fissure courte peut aussi être dû à la **plasticité générée en fond d'entaille**. A 650°C, on n'observe pas de décroissance de vitesse de propagation. A 650°C, le matériau est moins oxydé, ce qui peut expliquer qu'il n'y a pas cette décroissance de vitesse.

De plus, la forme de l'entaille influe sur la forme du front de fissure et également sur la durée de vie de l'essai.

Les essais d'amorçage réalisés sur les éprouvettes orientées <110> ainsi que toute la base de données expérimentale d'E. Fleury ont permis de montrer qu'en fatigue oligocylique, l'amorçage des fissures s'effectue sur des porosités issues de la phase de solidification dirigée du matériau. La rupture d'oxyde près de la surface peut également entraîner un amorçage de fissure.

A basse fréquence, l'amorçage s'effectue le plus souvent sur une porosité proche de la surface, alors qu'à haute fréquence, ce sont les porosités plus éloignées de la surface qui sont les plus nocives.

On en déduit deux mécanismes concurrentiels d'amorçage lors des essais de fatigue isothermes : un mécanisme **d'amorçage sur pores** formés dans les espaces interdendritiques lors de la solidification de l'alliage et un mécanisme d'amorçage de fissure lié à la **constitution et la fissuration d'oxyde** à la surface de l'alliage.

La durée de vie finale du matériau est reliée à divers mécanismes qu'il faut prendre en compte pour calculer la durée de vie dans les pièces. Il semble que l'oxydation ait un rôle très important dans la phase de micro-propagation.

Chapitre III

Analyse mécanique de la micro-propagation de fissure dans les éprouvettes tubulaires entaillées

Sommaire

3.1	Etat de l'art sur les approches.....	99
3.1.1	L'approche globale de la rupture en fatigue.....	99
3.1.2	MLR - Influence des termes de contrainte de non-singularité sur le champ en pointe de fissure.....	99
3.1.3	Approche locale	102
3.1.4	Approche non locale	103
3.2	Analyse de champ en fond d'entaille.....	106
3.2.1	Condition et maillage	106
3.2.2	Modélisation du comportement	110
3.2.3	Etude de convergence.....	112
3.2.4	Résultat pour l'éprouvette tubulaire entaillée à 0°.....	114
3.2.5	Influence de l'orientation	121
3.3	Résultat pour l'éprouvette tubulaire entaillée à 45°	123
3.4	Etude de l'influence du rayon d'entaille.....	124
3.5	Analyse par la mécanique linéaire de la rupture	127
3.5.1	Formulation de Bueckner : Rappel bibliographique.....	127
3.5.2	Résultats	128
3.6	Modélisation d'une fissure s'amorçant sur une entaille	131
3.7	Conclusions du chapitre	132

3 Analyse mécanique de la micro-propagation de fissure dans les éprouvettes tubulaires entaillées

La présence d'une entaille dans l'éprouvette tubulaire génère des champs de contrainte et de déformation locaux très importants. Il nous semble donc pertinent d'utiliser ce champ de contrainte locale généré par le pore dans la définition du critère de durée de vie à l'amorçage et à la micro-propagation de fissure. Il est évident que le champ de contrainte locale dépend du chargement, de la géométrie du défaut ou encore de l'orientation du matériau. Par conséquent, la durée de vie à l'amorçage dépend de la taille et de l'intensité du champ de contrainte généré par le défaut et par les conditions de sollicitation. On souhaite donc analyser par un calcul par éléments finis l'influence de ce champ sur la propagation de la fissure. Cette analyse permettra d'obtenir des informations pour l'élaboration du modèle de durée de vie à l'amorçage de fissure sur un pore.

Dans un premier temps, un état de l'art est réalisé sur les différentes approches pour prendre en compte le champ local généré par la présence d'un défaut. Puis, nous analyserons les résultats de calcul par éléments finis sur un maillage d'éprouvette tubulaire entaillée. Nous étudierons successivement l'influence du chargement, de l'orientation cristallographique et de l'orientation de l'entaille (0° ou 45° par rapport à l'axe de l'éprouvette) sur le champ plastique en fond d'entaille. De plus, on travaillera sur un maillage avec un rayon d'entaille plus fin pour analyser l'influence du rayon d'entaille sur la plasticité locale en fond d'entaille.

3.1 Etat de l'art sur les approches

3.1.1 L'approche globale de la rupture en fatigue

Pour étudier la propagation de fissure macroscopique, on utilise classiquement la mécanique de la rupture. L'approche est dite «globale» quand on s'intéresse à la description des champs de contrainte et de déformation dans un milieu fissuré. Si le milieu est globalement plastique ou viscoplastique, on utilise la mécanique non linéaire de la rupture. Si le matériau est globalement élastique et que la plasticité reste confinée en pointe de fissure, c'est la théorie de la mécanique linéaire de la rupture (MLR) qui permet de traiter des problèmes de fissure. Dans le cadre de cette étude, la fissure est dans un milieu globalement élastique : la mécanique linéaire de la rupture peut être utilisée. Mais cette théorie présente quelques faiblesses. En effet, la MLR ne peut être utilisée que lorsque la plasticité est confinée en pointe de fissure, ce qui n'est pas le cas lorsque la fissure s'amorce sur un défaut. En effet, le défaut va générer un champ de déformation plastique dans lequel va se développer la fissure. Depuis de nombreuses années, des modifications ont été apportées aux lois de la théorie de la MLR pour tenter d'élargir son domaine d'utilisation.

3.1.2 MLR - Influence des termes de contrainte de non-singularité sur le champ en pointe de fissure

La mécanique linéaire de la rupture est basée sur la supposition que le champ de contrainte et celui de déformation en pointe de fissure dans un matériau élastique sont caractérisés par un seul paramètre : le facteur d'intensité de contrainte K . Le champ de contrainte σ_{ij} peut s'écrire :

$$\sigma_{ij} = \frac{K_I}{(2\pi r)^{\frac{1}{2}}} f_{ij}(\theta) \quad (3.1)$$

Où r et θ sont les coordonnées polaires centrées sur la pointe de fissure et f_{ij} une fonction de θ . Dès 1957, William (Williams, 1957) propose de tenir compte d'un terme supplémentaire (contrainte T) dans le développement des champs de contraintes et de déplacements en pointe de fissure pour un matériau élastique (en 2D). Ainsi, il propose de réécrire le champ de contrainte au voisinage de la fissure comme suit :

$$\sigma_{ij} = \frac{K_I}{(2\pi r)^{\frac{1}{2}}} f_{ij}(\theta) + T_{ij0} + T_{ij\infty}(r) \quad (3.2)$$

La fonction de chargement T apparaît comme une contrainte parallèle au plan de la fissure. Ce terme T a pour effet de modifier le terme hydrostatique du tenseur de contrainte. Larsson et Clarsson (1972) sont les premiers à montrer que la déformation plastique en pointe de fissure est gouvernée par l'intensité de contrainte élastique de singularité. Lorsque la valeur de T est positive (ou négative), la zone plastique se propage vers l'arrière (ou l'avant) de la fissure. Ceci s'explique par l'influence de la contrainte T sur la triaxialité des contraintes.

Kitagawa et Takahashi (Kitagawa and Takahashi, 1976) avaient déjà mis en évidence l'influence de la taille de défaut sur la limite d'endurance. Pour les grands défauts, la mécanique linéaire de la rupture s'applique bien. Mais lorsque la taille de défaut est inférieure à une taille de défaut critique, la Mécanique Linéaire de la Rupture surestime la limite d'endurance et ne peut donc plus s'appliquer. La limite d'endurance devient indépendante de la taille de défaut. Il est alors préférable d'utiliser un modèle en contrainte. Cependant, certains matériaux présentent une population de défauts qui couvre les deux domaines. Dans ce cas, un critère de fatigue unifié est envisagé.

En 2007, S.Pommier et E.Laure (Pommier, Laure, 2007) proposent un critère de fatigue multiaxiale qui prend en compte des défauts dans le matériau. Plus particulièrement, le modèle prend en compte les distributions de taille, les orientations, les positions des défauts, ainsi que les hétérogénéités des contraintes. L'approche proposée consiste à proposer non pas un critère d'amorçage mais un critère de non-propagation. On peut donc relier le domaine de non-propagation d'un défaut en fonction de sa taille et du chargement. Le défaut est donc assimilé à une fissure. Le critère est construit à partir de l'énergie élastique de cisaillement critique en pointe de fissure à l'aide des champs de la mécanique linéaire de la rupture. L'hypothèse postulée est que la fissure se propage par fatigue si la déformation plastique cyclique à son extrémité est suffisante. La dispersion des contraintes locales due à l'anisotropie dans le cas de matériaux polycristallins est également prise en compte dans le critère.

Pour étendre le critère aux petits défauts, la contrainte T est prise en compte dans le critère de non-propagation, car T dépend de la biaxialité du chargement. La densité d'énergie élastique de cisaillement est calculée en chaque point puis intégrée sur un domaine en pointe de fissure de rayon δ . Tant que l'amplitude de l'énergie élastique de cisaillement reste inférieure à une valeur critique (paramètre du critère), le défaut ne se propage pas par fatigue.

La non-propagation est valable lorsque le critère suivant est respecté :

$$\left(\frac{K_I}{K_{IS}}\right)^2 + \left(\frac{K_{II}}{K_{IIS}}\right)^2 + \left(\frac{T_I}{T_{IS}}\right)^2 + f_v \left(\frac{K_I}{K_{IS}}\right) \left(\frac{T_I}{T_{IS}}\right) < 1 \quad (3.3)$$

Où :

$$f_v = \frac{32(1-10\nu+10\nu^2)}{15\pi\sqrt{(1-\nu+\nu^2)(7-16\nu+16\nu^2)}} \quad (3.4)$$

$$K_{IIS} = K_{IS} \frac{\sqrt{7-16\nu+16\nu^2}}{\sqrt{10-16\nu+16\nu^2}}$$

$$T_s = \frac{K_{IS}}{2\sqrt{2\pi}\delta} \frac{\sqrt{7-16\nu+16\nu^2}}{\sqrt{1-\nu+\nu^2}}$$

Où ν est le coefficient de Poisson du matériau et δ est le rayon du domaine d'intégration.

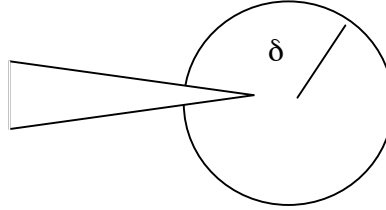


Figure 3.1-1 : Représentation schématique du domaine d'intégration de l'énergie élastique de cisaillement

T dépend de la biaxialité du chargement, et T_s permet de régler la dépendance du seuil de non-propagation à la biaxialité du chargement.

Une fois le critère identifié, la contrainte seuil de non-propagation en fonction de la taille de défaut pour un chargement uniaxiale peut être tracée.

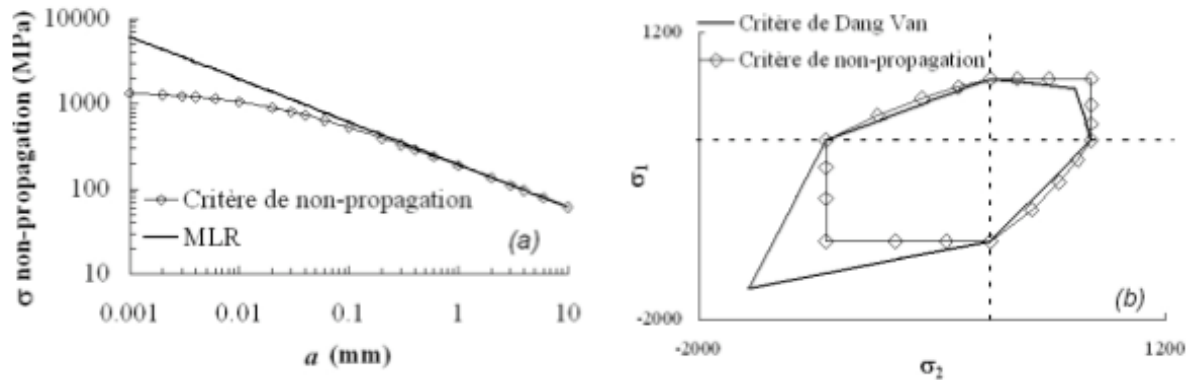


Figure 3.1-2 : Seuil de non-propagation prévu par le critère de non-propagation (a) pour un chargement uniaxial en mode I avec la MLR (b) pour un chargement biaxial de composante σ_1 et σ_2 . (Thieulot-Laure et al., 2007)

Les résultats obtenus sur la Figure 3.1-2 reproduisent l'effet de taille obtenu par Kitagawa et Takahashi (Kitagawa and Takahashi, 1976)

Pour déterminer la probabilité de rupture d'une structure, Pommier et Thieulot-Laure (Thieulot-Laure et al., 2007) utilisent l'hypothèse du maillon le plus faible. Le critère adopté est l'activation d'un défaut dans un élément de volume. La distribution de taille de défaut est modélisée par une loi normale. Les défauts sont modélisés par des fissures circulaires aléatoirement orientées. L'équation (3.3) permet de calculer la contrainte seuil de « non propagation » pour chaque taille de défaut et chaque orientation. La distribution de taille permet alors de calculer la probabilité de survie pour chaque niveau de contrainte et correspondant à chaque direction.

3.1.3 Approche locale

La simulation de la propagation de fissure ne peut pas être réalisée de manière prédictive et sans discontinuité avec les outils de la MLR. C'est pourquoi plusieurs auteurs se sont intéressés à la possibilité de prévoir la propagation de fissure grâce à l'observation de phénomènes qui se produisent à proximité de la fissure, ce qui a donné naissance à l'approche locale. De plus, le développement de la méthode des éléments finis et l'augmentation des moyens de calculs ont permis de réaliser des calculs de plus en plus précis en pointe de fissure et favoriser ainsi le développement de l'approche locale.

Il existe deux voies de modélisation de la propagation de fissure par l'approche locale.

- La première consiste à associer un calcul de contrainte et de déformation en pointe de fissure à un critère d'endommagement. C'est Mc Clintock (McClintock, 1963) qui proposa le concept de « process zone ». Il s'agit d'une zone élémentaire située en pointe de fissure. La taille de cette zone doit être suffisante pour englober un volume représentatif des phénomènes d'endommagement qui pilotent la propagation de la fissure. On utilise les valeurs de contraintes moyennes de cette « process zone » dans un critère d'endommagement. Lorsque cette « boîte » est cassée, la fissure grandit avec un nombre de cycles associé. La taille de la « process zone » doit être liée à une longueur interne caractéristique de la microstructure du matériau. (Chalant, Remy, 1983) (Rezaiaria, Remy 1989).

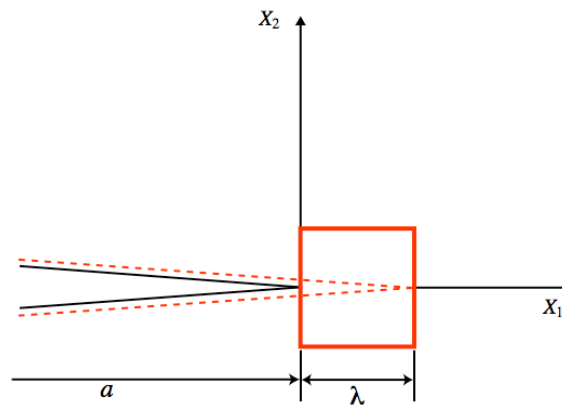


Figure 3.1-3 : Représentation schématique de la « process zone » dans laquelle est appliqué un modèle d'endommagement

- La seconde voie consiste à propager une fissure à chaque cycle en utilisant le concept d'émoussissement plastique à la pointe de la fissure. Il n'y a pas de critère d'endommagement. C'est l'exploitation des déformations en pointe de fissure qui permet l'avancée de la fissure. De nombreux travaux ont prouvé la faisabilité d'une telle approche (Tvergaard 2004, 2006) (Gu, Ritchie, 1999).

Les approches locales ont certaines limites. En effet, les résultats de calcul sont fortement dépendants du maillage comme le montrent les travaux de Saanouni (Saanouni, 1996).

3.1.4 Approche non locale

Pour éliminer cette dépendance au maillage, l'approche non locale a été développée. Elle considère une moyenne spatiale de la variable d'endommagement.

Pour prévoir la résistance à la fatigue des structures, il existe un large éventail de critères de fatigue multiaxiale. Mais, le transfert des caractéristiques en fatigue d'un matériau obtenues expérimentalement par des essais de fatigue sur éprouvette vers une pièce réelle, nécessite de prendre en compte différents facteurs d'influence tels que les concentrations de contraintes et de déformations, les effets d'échelles, les contraintes résiduelles, l'état de surface ou encore les effets de l'environnement (oxydation,...).

Il s'avère que les méthodes proposées ne sont pas suffisantes pour caractériser une entaille puisque d'importantes contraintes et déformations apparaissent en pointe d'entaille.

Papadopoulos et Panoskaltsis (Papadopoulos and Panoskaltsis, 1996) ont mis en évidence la différence entre l'effet de gradient pur et l'effet d'échelle. Ces auteurs ont montré que ces deux types d'effets ont des origines distinctes et conduisent à des résistances à la fatigue différentes, même s'ils agissent souvent de façon couplée. L'effet de gradient semble être plus important sur la résistance à la fatigue que l'effet d'échelle seul.

De même, le chargement mécanique appliqué a une influence non négligeable sur la résistance à la fatigue du matériau. On observe expérimentalement que les limites d'endurance en traction, flexion rotative, flexion plane sont différentes.

Toutes les méthodes dites ponctuelles de calcul en fatigue multiaxiale (c'est-à-dire qui ne raisonnent que sur les tenseurs de contraintes et de déformations en un point) ne peuvent pas distinguer à la fois les effets de taille et de gradient. Flavenot et Skalli ont développé en 1983 la méthode de la « couche critique » (Flavenot and Skalli, 1983). Les auteurs prennent en compte la moyenne des contraintes sur une certaine épaisseur de couche critique caractéristique du matériau.

Papadopoulos et Panoskaltsis (Papadopoulos and Panoskaltsis, 1996) ont proposé un critère ponctuel tenant en compte du gradient des contraintes normales. Ces critères prévoient des limites de fatigue différentes selon la valeur du gradient des contraintes et des déformations, mais ne distinguent pas les limites d'endurance en traction flexion car ils ne prennent pas en compte la répartition volumique (tridimensionnelle) des contraintes et des déformations dans la pièce. Pour remédier à cet inconvénient, Sonsino (Sonsino et al., 1997) a proposé et utilisé un concept de volume fortement contraint et déformé. Il s'agit du volume autour du point le plus contraint de la pièce.

Il existe donc une grande variété de méthodologies pour prendre en compte les concentrations de contrainte. On notera par exemple les nombreux travaux de Taylor (Taylor and Kasir, 2008) proposant des approches qui utilisent, soit la contrainte à une certaine distance du point le plus sollicité (Point Method), soit la contrainte moyennée sur une ligne de longueur donnée (Line Method) ou sur un volume donné (Volume method).

Chiandussi (Chiandussi and Rossetto, 2005) a appliqué les méthodes du point et de la ligne de Taylor sur des résultats expérimentaux à fort rapport de charge. Ils ont mis en évidence une différence importante entre les résistances à la fatigue expérimentale et celles qui sont calculées pour de tels rapports de charge. Les auteurs justifient ces différences par la présence de zone plastique en fond d'entaille qui n'est pas prise en compte dans la théorie basée sur un comportement élastique linéaire du matériau.

D'autres auteurs ont étendu le concept de distance surfacique proposé par Flavenot et Devaux en proposant de faire une moyenne volumique de l'état de contrainte ou de déformation autour du défaut. Cette approche « non locale » est basée sur le fait que l'état local, fondement de la Mécanique des Milieux Continus, n'est plus valable en présence de fortes singularités.

Palin-Luc (Palin-luc and Morel, 2005, Palin-luc and Saintier, 2007) a développé le concept de volume d'influence autour d'un point critique. L'auteur a mis en évidence l'existence d'une amplitude de contrainte seuil notée σ^* , inférieure à la limite d'endurance conventionnelle du matériau σ_d . La limite conventionnelle du matériau est considérée comme une amplitude de contrainte limite, au-delà de laquelle les microfissures de fatigue passent systématiquement de l'échelle mésoscopique à l'échelle macroscopique. Le non-amorçage d'une microfissure de fatigue est donc lié à la contrainte seuil σ^* et non à la limite d'endurance conventionnelle σ_d . Ceci permet de postuler que l'apparition d'une fissure de fatigue est influencée par l'ensemble des points environnant le point critique (généralement la surface de la pièce) et subissant une amplitude de contrainte supérieure à ce seuil σ^* . Palin-luc suppose que pour une pièce soumise à un état de contrainte uniaxial, l'amorçage d'une fissure de fatigue est influencé par un volume de matière appelé « volume d'influence » V^* , entourant le point critique C_i . Ce volume est défini par :

$$V^* = \{ M(x,y,z) \text{ autour de } C_i \text{ tel que } \sigma(x,y,z) > \sigma^* \}$$

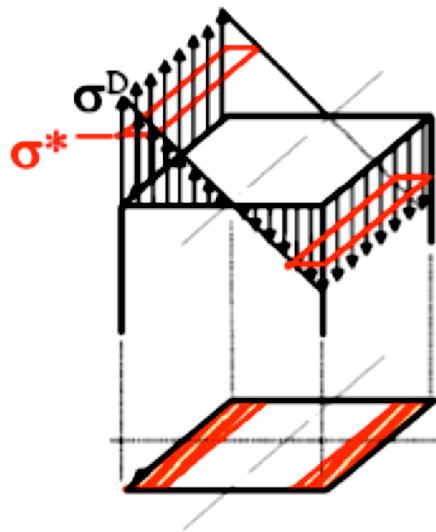


Figure 3.1-4 : Illustration du concept de volume d'influence sur la section droite d'une éprouvette chargée en flexion (Palin-luc and Morel, 2005)

3.2 Analyse de champ en fond d'entaille

Cette analyse a pour objectif d'obtenir des informations complémentaires à l'analyse expérimentale sur la micro-propagation présentée au chapitre précédent. On ne connaît pas l'importance et l'intensité des champs de contraintes et de déformations près du défaut. Cette analyse a pour objectif d'évaluer le champ généré par le défaut. Pour l'analyse de l'amorçage de fissure sur défaut, plusieurs questions sont inévitables : Quel est l'influence de la géométrie du défaut sur ces champs de contraintes ? Peut-on considérer un défaut comme une fissure ? Peut-on utiliser la mécanique linéaire de la rupture pour modéliser l'amorçage et la micro-propagation de fissure sur des défauts ? Nous tenterons au cours de ce chapitre de répondre à ces questions essentielles au développement du modèle de durée de vie à l'amorçage de fissure sur défauts.

3.2.1 Maillage et condition de chargement

On cherche à utiliser la même géométrie d'éprouvette et le même chargement employés dans l'analyse expérimentale. On réalise le maillage 3D d'une éprouvette tubulaire entaillée de manière à pouvoir analyser au cours des cycles, la contrainte locale (près de l'entaille) comme la contrainte globale de l'éprouvette (Figure 3.2-1). L'entaille a un rayon de 50 μm et une longueur de 500 μm . L'entaille est orientée suivant $\langle 110 \rangle$. L'axe Z géométrique passant par le centre de l'éprouvette tubulaire coïncide avec l'orientation cristallographique principale $\langle 001 \rangle$. L'axe Y coïncide avec l'orientation $\langle 110 \rangle$, il se trouve donc au centre de l'entaille. Un schéma explicite les repères géométrique et cristallographique utilisé pour la réalisation de ces calculs (Figure 3.2-2). L'origine du repère géométrique XYZ se trouve au centre de l'éprouvette tubulaire. La longueur de fissure ou la distance x à partir du fond d'entaille que nous utiliseront dans la suite de cette analyse est définie comme la longueur projetée sur le plan tangent au milieu de l'entaille (Figure 3.2-3).

Autour de l'entaille, on maille une « enveloppe » jusqu'à environ 1 mm du fond de l'entaille. L'intérêt est d'avoir un maillage près de l'entaille qui permette d'étudier les zones de déformation et de contrainte. Dans l'enveloppe, on utilise des quadrangles (c3d20) quadratiques avec une progression de manière à avoir de très petits éléments près de l'entaille et de plus gros éléments lorsqu'on s'éloigne de la fissure. On peut tracer l'évolution de la taille de maille en fonction de la distance x à partir du fond de l'entaille (Figure 3.2-3). La première maille derrière le fond d'entaille mesure 2.8 μm . La dernière maille de l'enveloppe a une taille de 25.7 μm et est située à 0.9 mm du fond d'entaille. Pour limiter les temps de calculs, on décide d'utiliser deux éléments dans l'épaisseur de l'éprouvette. De plus, l'éprouvette est dimensionnée pour avoir peu de gradient de température dans sa partie utile dont l'épaisseur est 1 mm. On postule donc qu'il n'est pas nécessaire d'utiliser trop d'éléments dans l'épaisseur. Pour passer de l'enveloppe au reste de l'éprouvette, on utilise un cadre autour de l'enveloppe avec des éléments prismatiques c3d15 quadratiques. Les éléments situés plus loin de l'entaille (des quadrangles) ont une taille plus importante et sont quadratiques. Au final, ce maillage possède 65918 nœuds et 12656 éléments. En 3D, le nombre de degrés de liberté correspond à 3 fois le nombre de nœuds dans le maillage ce qui fait, pour ce maillage, 197754 degrés de liberté.

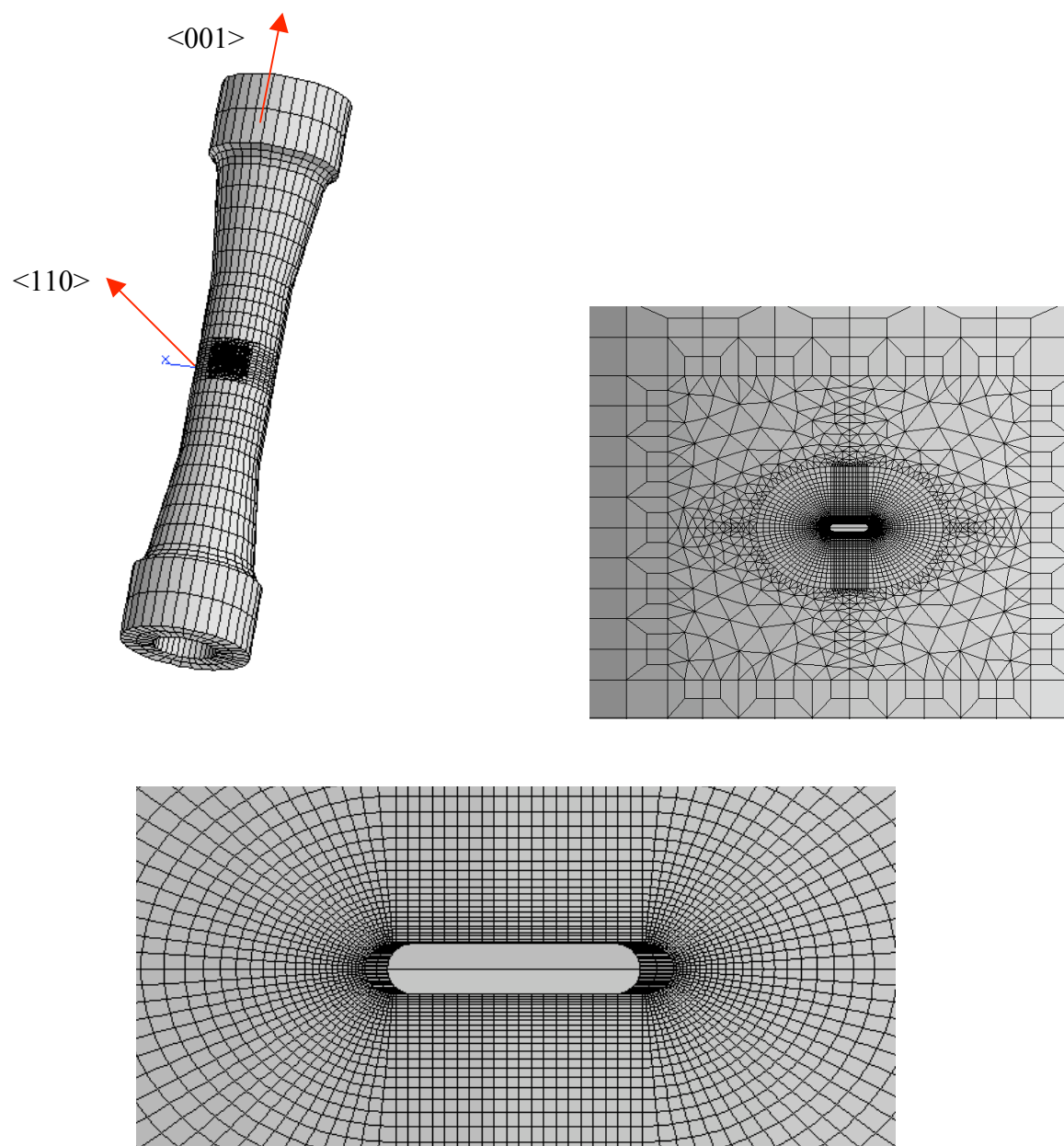


Figure 3.2-1 : Maillage de l'éprouvette tubulaire entaillée à 0° par rapport à l'axe de sollicitation

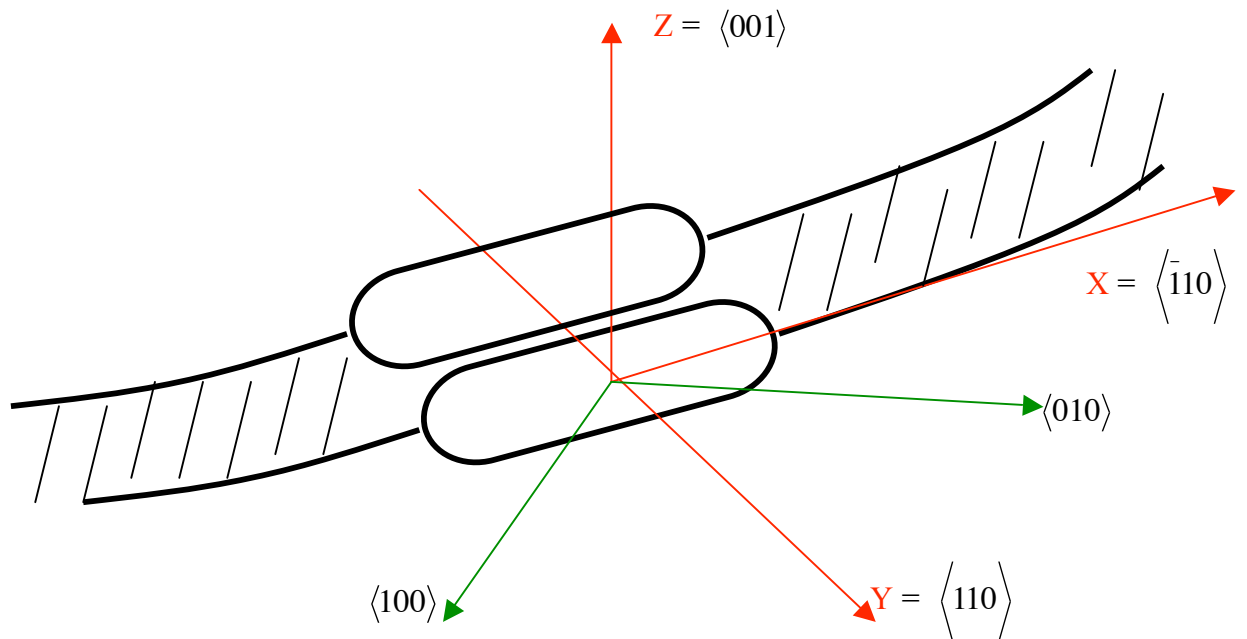


Figure 3.2-2 : Schéma des repères géométriques et cristallographiques utilisés pour le maillage de l'éprouvette tubulaire entaillée. L'origine du repère XYZ se trouve au centre de l'éprouvette tubulaire.

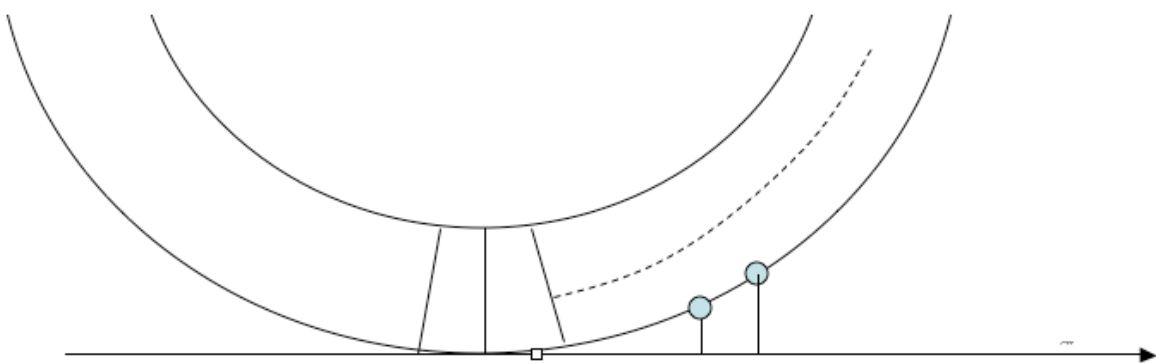


Figure 3.2-3 : Projections des nœuds de la surface de l'éprouvette tubulaire devant le fond d'entaille sur le plan tangent au milieu de l'entaille

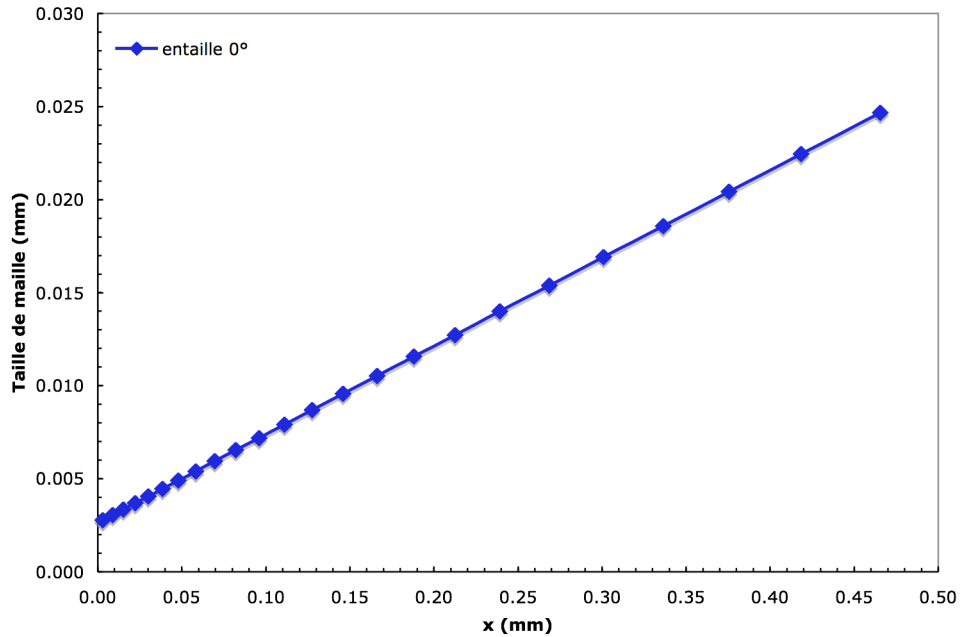


Figure 3.2-3 : Evolution de la taille de maille en fonction de la distance au fond d'entaille

Sur les résultats d'essais à 950°C, obtenus avec les éprouvettes tubulaires entaillées à 45°, on a constaté que l'amorçage et la propagation de fissure se faisaient perpendiculairement au chargement. Les fissures s'amorcent sur les extrémités de l'entaille (Cf. Figure 3.2-4).

On décide donc de mailler les fonds d'entaille de manière à avoir un plan perpendiculaire au chargement suivant lequel une fissure virtuelle pourra se propager (Figure 3.2-5).



Figure 3.2-4 : Amorçage et propagation de fissure sur une entaille à 45° X6660A ($\Delta\epsilon=0.5\%$ $f=0.05\text{Hz}$ $T = 950^\circ\text{C}$)

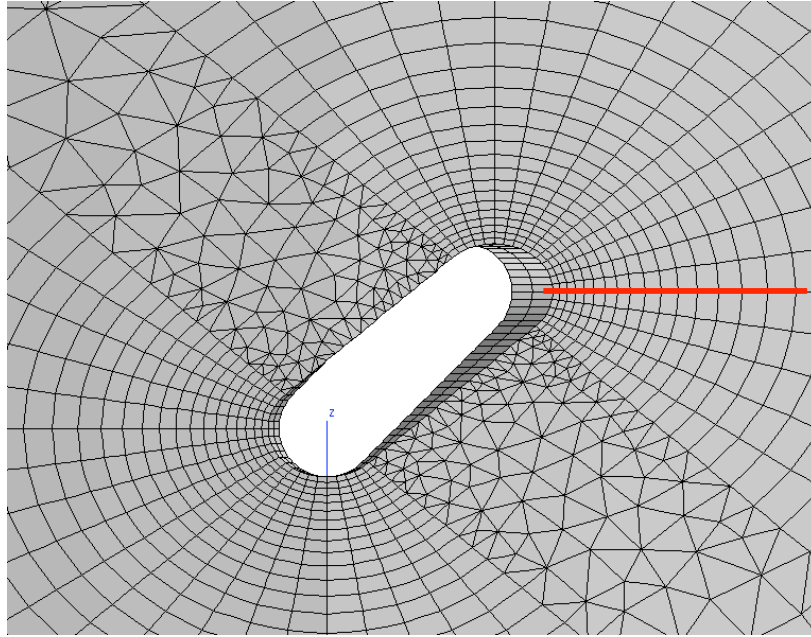


Figure 3.2-5 : Maillage de l'éprouvette tubulaire entaillée à 45°

Pour se rapprocher des conditions expérimentales, on applique la sollicitation sur le haut des éprouvettes en contrôlant le déplacement entre 2 nœuds sur la surface externe de l'éprouvette à l'opposé de l'entaille, comme s'il s'agissait d'un extensomètre. De cette manière, le déplacement près de l'entaille est homogène d'un cycle à l'autre.

3.2.2 Modélisation du comportement

La modélisation du comportement mécanique des monocristaux est un sujet qui a mobilisé de nombreux chercheurs depuis les années 1980. La loi de comportement doit rendre compte des phénomènes physiques évoqués dans le chapitre I, tout en offrant un nombre de paramètres raisonnable pour l'identification. Trois types de modèles ont été proposés jusqu'à présent :

- Les modèles basés sur les densités de dislocations,
- Les modèles macroscopiques basés sur la théorie des invariants,
- Les modèles cristallographiques.

Le premier type de modèle adopte une formulation au niveau des systèmes de glissements, mais les variables internes sont plus physiques. Ce modèle rend compte du comportement plastique des cristaux en utilisant les mécanismes physiques qui sont à l'origine de la plasticité comme la dynamique des dislocations responsables de l'écoulement plastique des matériaux ductiles (Fedelich 1999, 2002). Il considère également que plusieurs mécanismes de déformation sont activés thermiquement, ce qui se traduit par une relation de type Arrhenius pour la loi d'écoulement et les termes de rappels de l'écrouissage cinématique. De plus, les glissements cubiques et octaédriques sont couplés, ce qui réduit considérablement le nombre de paramètres matériau pour le glissement cubique par rapport aux modèles classiques basés sur les systèmes de glissement où les deux types de systèmes sont traités indépendamment.

Le second type de modèle est basé sur la théorie des invariants. L'anisotropie cubique du matériau était traduite au travers d'un critère de Hill quadratique (Nouailhas and Cailletaud, 1992). Mais ce type de critère ne permet pas de traduire le comportement réel du monocristal lorsque les sollicitations sont complexes (traction, torsion, pression interne) (Bonand 2006). Des critères plus complexes ont été développés pour tenir compte de l'anisotropie induite par l'écoulement plastique. Ils font intervenir des fonctions de charge d'ordre supérieur également exprimé en fonction des invariants.

Le troisième type de modèle concerne les modèles cristallographiques. Il permet de bien modéliser le comportement elasto-viscoplastique à haute température. Les relations sont écrites aux niveaux des systèmes de glissement, ce qui confère une description physique de la déformation des monocristaux. On caractérise ce modèle comme « phénoménologique » car les variables internes utilisées n'ont pas toujours une signification physique.

Nous choisissons d'utiliser le modèle cristallographique phénoménologique proposé par (Méric et al., 1991). Ce modèle a été validé depuis plusieurs années et sur de nombreux alliages (AM1, CMSX4, SC16). Il s'agit d'un modèle de comportement à variables internes unifiées et multicritères (i.e un critère par système de glissement). Dans le cas de cette étude, seule la formulation en petite déformation a été utilisée. En utilisant la notion de système de glissement, ce modèle ne prend pas en compte explicitement l'existence des dislocations mais uniquement leurs effets au travers du cisaillement plastique.

L'AM1 à haute température a un comportement élasto-visco-plastique. On fait l'hypothèse classique de partition des déformations :

$$\dot{\underline{\varepsilon}} = \dot{\underline{\varepsilon}}^e + \dot{\underline{\varepsilon}}^p \quad (3.5)$$

La structure cubique face centrée du monocristal engendre une anisotropie cubique du comportement mécanique. Le tenseur d'élasticité \underline{C} possède donc trois constantes distinctes à une température donnée. On a :

$$\underline{\sigma} = \underline{C} : \underline{\varepsilon}^e \quad (3.6)$$

La déformation plastique est la résultante de l'activation des systèmes de glissement sur les 12 systèmes octaédriques et les 6 systèmes cubiques. L'activation des plans est fonction du chargement appliqué et de l'orientation cristallographique du matériau. La vitesse de déformation viscoplastique macroscopique est alors obtenue à partir du calcul des vitesses de glissement sur chacun des systèmes :

$$\dot{\underline{\varepsilon}}^p = \dot{\underline{\varepsilon}}_{oct}^p + \dot{\underline{\varepsilon}}_{cub}^p = \sum_{s=1}^{12} \dot{\underline{m}}^s \gamma_{oct}^s + \sum_{s=1}^6 \dot{\underline{m}}^s \gamma_{cub}^s \quad (3.7)$$

La loi d'écoulement est écrite au niveau du système de glissement. Elle fait appel à une formulation macroscopique classique, une loi de Norton avec seuil, qui permet de décrire le fluage secondaire.

$$\dot{\gamma}^s = \left\langle \frac{|\tau^s - x^s| - r^s}{k} \right\rangle^n \text{sign}(\tau^s - x^s) \quad (3.8)$$

$\dot{\gamma}^s$ est la vitesse de glissement sur le système s, n et k sont les coefficients de Norton, r^s et x^s sont des variables internes désignant respectivement l'écrouissage isotrope et l'écrouissage cinématique.

L'écrouissage isotrope est défini par :

$$r^s = r_0 + Q \sum_r H^{sr} (1 - \exp(-b v^r)) \quad (3.9)$$

Q est un paramètre qui définit la valeur asymptotique correspondant au régime cyclique stabilisé pour le système s et b indique la rapidité de stabilisation. r_0 désigne la limite d'élasticité initiale sur la famille de glissement considérée. La matrice H^{sr} permet de tenir compte des éventuelles interactions entre les systèmes de glissement. Dans le cas du superalliage monocristallin à base nickel, la matrice est prise égale à l'identité, ce qui signifie qu'on ne considère que le phénomène d'autoécrouissage.

Par ailleurs, l'écrouissage cinématique est introduit afin de traduire le déplacement du centre du domaine d'élasticité dans l'espace des contraintes. L'écrouissage cinématique est choisi non-linéaire (Lemaitre et Chaboche 2004)

$$x^s = c \alpha^s \text{ avec } \dot{\alpha}^s = \dot{\gamma}^s - d v^s \alpha^s \quad (3.10)$$

c et d sont deux paramètres du modèle. Le terme $d v^s \alpha^s$ est un terme de rappel classique pour l'écrouissage cinématique non linéaire, basé sur la déformation plastique cumulée. Il permet de décrire les effets d'histoire du chargement, tel l'effet Baushinger ou le déplacement du domaine d'élasticité dans l'espace des contraintes.

Hanriot [2] a étudié le comportement mécanique sous sollicitation cyclique de l'AM1 entre 20°C et 1100°C et a identifié le modèle cristallographique phénoménologique pour cette gamme de température.

Cependant, ce modèle possède quelques limites. Il ne prend pas en compte de façon explicite la nature biphasée de l'alliage. Ceci a cependant été fait par certains auteurs en utilisant une formulation macroscopique (Forest, Pilvin, 1996) (Nouailhas, Cailletaud, 1992) ou plus physique (Fedelich 1999, 2002). Egalement, les changements de microstructure comme la mise en radeau à haute température ne sont pas pris en compte.

3.2.3 Etude de convergence

On impose sur le haut de l'éprouvette un déplacement qui permet d'avoir une déformation de plus ou moins 0.25% ou 0.4% sur le fût de l'éprouvette.

Une étude de convergence est réalisée pour estimer le nombre d'incréments et le ratio optimal pour obtenir un résultat acceptable avec des temps de calcul raisonnables (Figure 3.2-6).

J'ai effectué 3 calculs pour différents nombres d'incréments (5, 10 et 20 incréments), et j'observe la différence obtenue sur les cycles de cisssion en fonction du glissement sur le système octaédrique. On constate qu'il n'est pas raisonnable d'utiliser 5 incréments. Les cycles obtenus sont peu représentatifs de la réalité.

En utilisant 20 incréments, les résultats sont nettement meilleurs, mais le temps de calcul devient trop important.

On choisit donc pour la suite d'utiliser un nombre de 10 incréments qui semble être un bon compromis entre un temps de calcul raisonnable et un résultat de calcul correct.

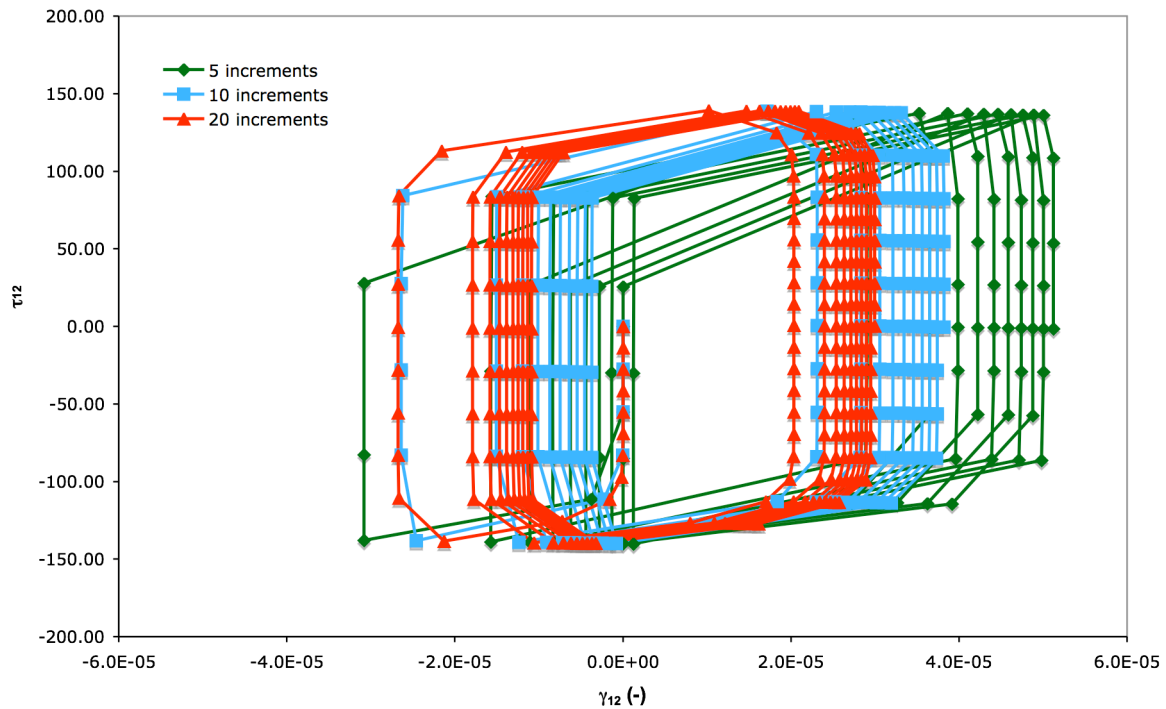
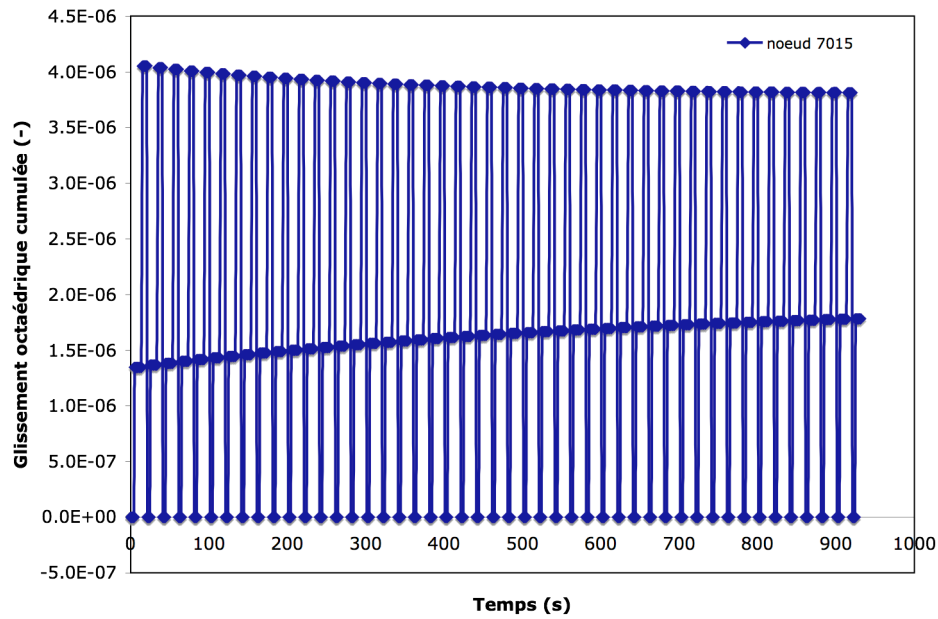


Figure 3.2-6 : Influence du nombre d'incréments

De plus, le nombre minimal de cycles simulés pour obtenir une stabilisation du comportement est estimé à 10 cycles, ce qui correspond à un temps de calcul de 40 h. Sur le graphe Figure 3.2-7, on peut observer les glissements octaédriques en fonction du temps. On peut voir une stabilisation des glissements octaédriques cumulés vers 200 s.



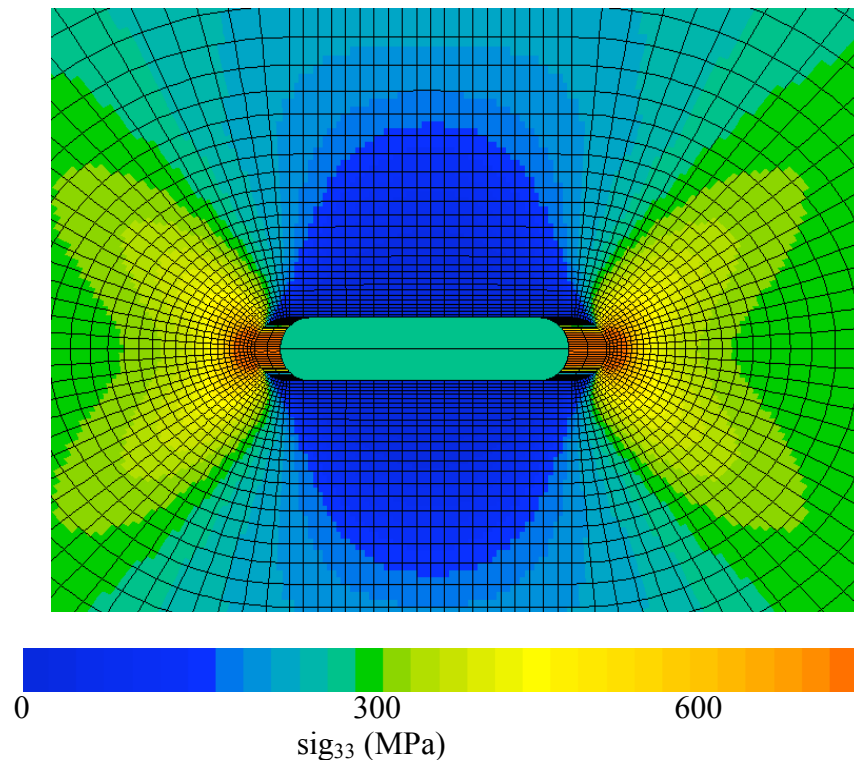
**Figure 3.2-7 : Glissements octaédriques cumulés en fonction du temps ($\Delta\epsilon=0.5\%$
 $f=0.05\text{Hz}$ 950°C)**

3.2.4 Résultat pour l'éprouvette tubulaire entaillée à 0°

Suite à cette analyse de convergence, on réalise un calcul de 10 cycles sur le maillage de l'éprouvette tubulaire entaillée à 0°C .

3.2.4.1 Influence du chargement

Les cartographies (Figure 3.2-8) montrent que la plasticité apparaît au milieu du fond d'entaille et s'étend sur une large zone avec un angle de 70° à 80° avec le fond d'entaille.



**Figure 3.2-8 :Cartographie des contraintes près du défaut au pic de traction $T=950^{\circ}\text{C}$
 $f=0.05\text{Hz}$ $\Delta\epsilon=0.5\%$**

La variation des glissements octaédriques cumulés est tracée en fonction de la distance x devant le fond d'entaille pour différents chargements (Figure 3.2-9).

Sur cette figure est superposé, aux résultats des glissements octaédriques cumulés sur éprouvettes tubulaires entaillées, le résultat d'un calcul sur une éprouvette CT16 simulant un chargement à une fréquence de 0.05 Hz et à une température de 950°C (N. Marchal, 2006). Le maillage 2D est représenté Figure 3.2-10. Cette comparaison montre que les glissements octaédriques cumulés chutent plus rapidement pour une fissure longue (éprouvette CT) que dans le cas d'une microfissure (éprouvettes tubulaires entaillées). De plus, l'étendue du gradient est plus faible dans le cas de l'éprouvette CT, représentative des fissures longues, que pour l'éprouvette tubulaire entaillée pour des conditions de chargement comparable. Le gradient de contrainte est donc plus important dans le cas d'une entaille que dans le cas d'une fissure.

Effet du niveau de déformation imposée :

Lorsqu'on est proche du fond d'entaille, à 950°C et à 650°C , on constate que pour une même fréquence et une même température, un plus fort niveau de déformation imposée engendre des glissements plastiques cumulés plus importants. Ceci s'explique par le fait que le gradient de contrainte est plus important lorsque la sollicitation imposée est plus élevée

Effet de la fréquence :

Près du fond d'entaille, à 950°C , il semble qu'un niveau de fréquence plus élevé engendre des glissements octaédriques cumulés plus bas.

Par contre à 650°C, il semble y avoir très peu d'effet de fréquence. En effet, les niveaux des glissements octaédriques cumulés en fond d'entaille pour les simulations à 650°C, $\Delta\epsilon = 0.5\%$ à 1Hz et 0.05Hz, sont quasiment de la même valeur (0.005). Le même phénomène est observé pour une amplitude de déformation de 0.8%.

Effet de la température :

Pour un même type de chargement, il semble qu'une température plus élevée engendre des glissements octaédriques cumulés plus importants, mais ceci n'est valable qu'à basse fréquence. A haute fréquence, nous n'observons pas de grande différence de niveau des glissements octaédriques cumulés entre 950°C et 650°C.

Lorsque le chargement est plus important, les glissements plastiques cumulés près de l'entaille sont plus importants. Le gradient de contrainte est plus important quand la sollicitation est élevée. La déformation imposée sur l'éprouvette a donc une influence sur l'intensité et la taille de plastique en fond d'entaille.

Sur la Figure 3.2-9, les résultats obtenus sur l'éprouvette tubulaire entaillée sont superposés à une courbe obtenue sur un maillage d'éprouvette CT (N. Marchal [3]). On constate qu'une fissure induit un champ plastique plus singulier qu'une entaille. Il faut être cependant vigilant quant à la comparaison des résultats entre les calculs réalisés sur l'éprouvette CT et les calculs réalisés sur l'éprouvette tubulaire entaillée. La taille de maille en pointe de fissure, l'aspect 2D-3D et le type de chargement induisent une différence qu'il faut prendre en compte dans l'interprétation des résultats.

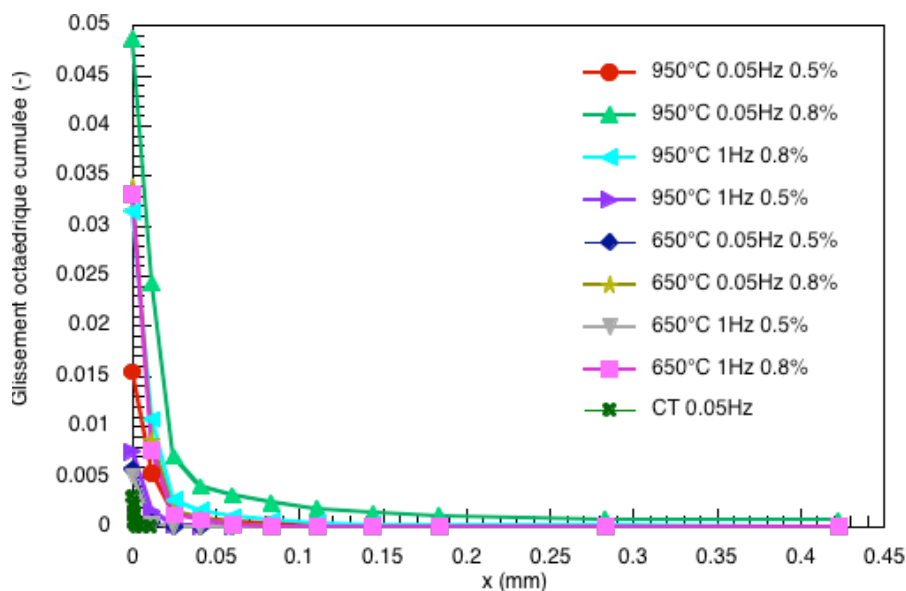


Figure 3.2-9 : Evolution des glissements octaédriques cumulés en fonction de la distance du fond d'entaille.

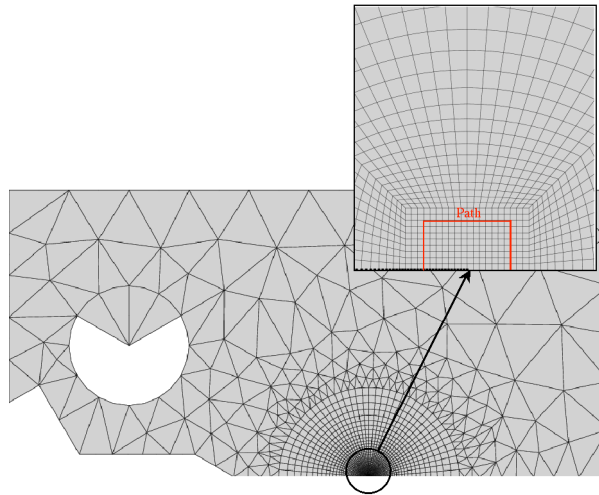


Figure 3.2-10 Maillage d'une éprouvette CT16 (N. Marchal)

Il est intéressant d'analyser la distribution du champ de contrainte en fond d'entaille et de déterminer les phénomènes à l'origine d'une modification de cette distribution de champ. Sur les courbes Figure 3.2-5 et Figure 3.2-6 est tracée l'évolution de la contrainte normale σ_{33} en fonction de la distance x qui correspond à la longueur de la demi-entaille ajoutée à une distance derrière l'entaille qui est assimilée à une fissure.

On observe le pic de contrainte maximale pour une valeur de x égale à 0.25 mm, c'est-à-dire au fond d'entaille.

On constate également qu'un niveau de sollicitation en déformation plus important induit une contrainte plus grande. Ceci est valable aussi bien à 950°C qu'à 650°C.

A 950°C, une fréquence plus élevée engendre un niveau de contrainte plus importante. A 650°C, la fréquence n'a pas d'influence sur le niveau de contrainte.

L'effet de la température montre qu'à 650°C les niveaux de contrainte en fond d'entaille sont plus élevés qu'à 950°C.

Sur la Figure 3.2-7 et la Figure 3.2-8 est tracée l'évolution de la pression hydrostatique en fonction de la distance x .

La pression hydrostatique est décrite ci-dessous :

$$P_h = \left(\frac{\sigma_{11} + \sigma_{22} + \sigma_{33}}{3} \right) \quad (3.11)$$

Les graphes montrent que les niveaux de pressions hydrostatiques en fond d'entaille à 650°C ou à 950°C et 0.8% de déformation et à haute fréquence sont quasiment de la même valeur (environ 800 MPa).

Sur le graphe 3.2-8 est superposée la pression hydrostatique calculée avec un comportement élastique à la pression hydrostatique calculée avec un comportement viscoplastique. On constate que le pic de pression hydrostatique pour une longueur correspondant au fond d'entaille est plus important dans le cas du comportement élastique que dans le cas viscoplastique. Mais lorsque la longueur de fissure est supérieure à 0.3 mm, les valeurs des pressions sont quasiment identiques tant pour un comportement élastique que pour un comportement visqueux. Lorsque la fissure est courte, la viscoplasticité peut donc jouer un rôle dans la croissance de fissure. Mais d'une façon générale, les valeurs du facteur d'intensité de contraintes sont les mêmes pour le comportement élastique que pour le comportement

visqueux, ce qui montre qu'un comportement élastique semble suffisant pour décrire le facteur d'intensité de contrainte près de l'entaille.

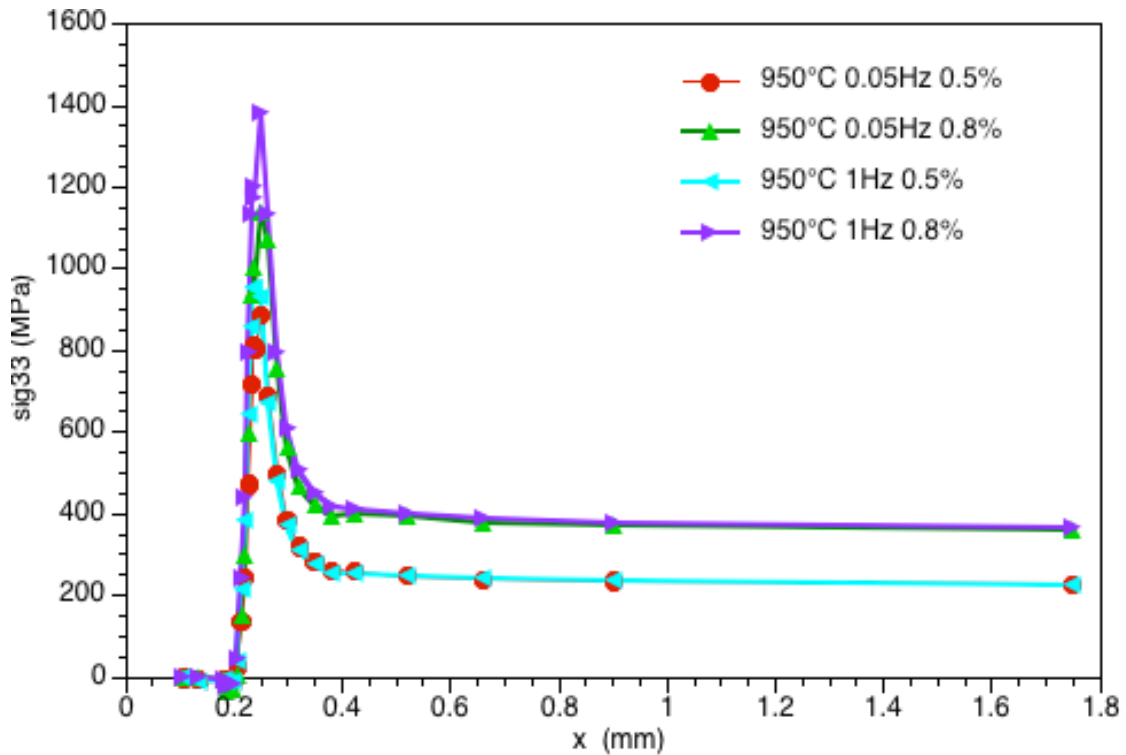


Figure 3.2-11 : Evolution de la contrainte sig33 en fonction de la distance x T=950°C

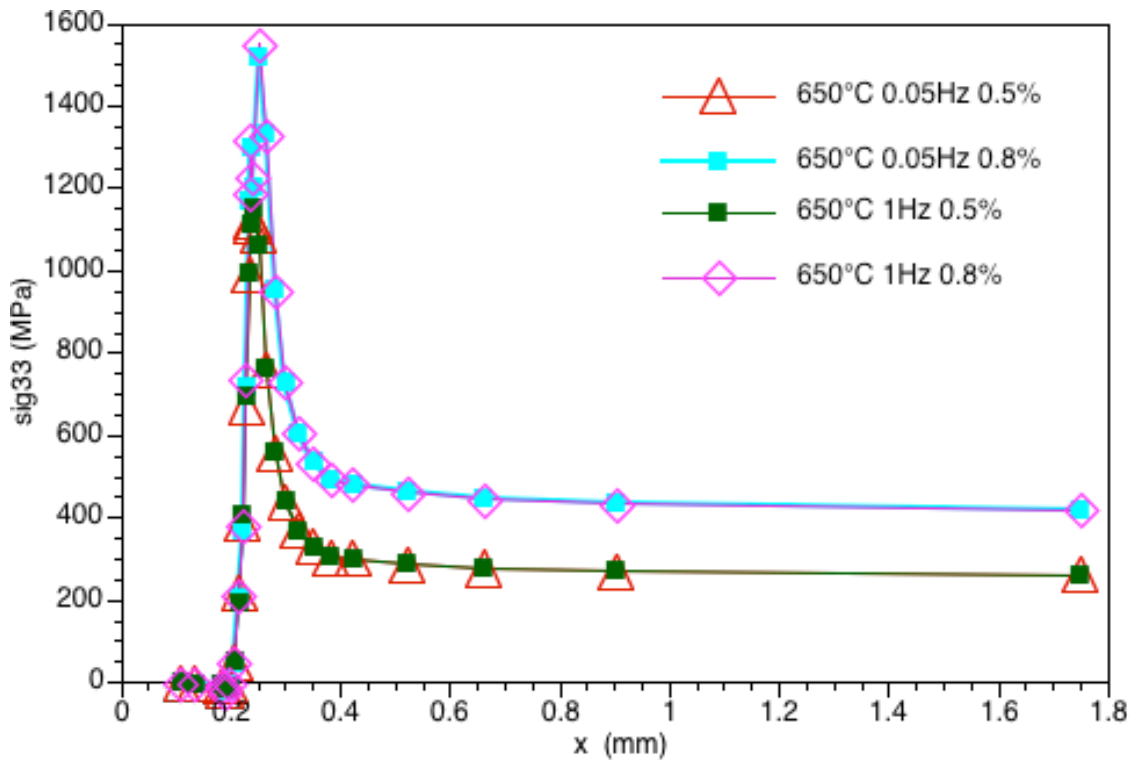


Figure 3.2-12 : Evolution de la contrainte sig33 en fonction de la distance x T=650°C

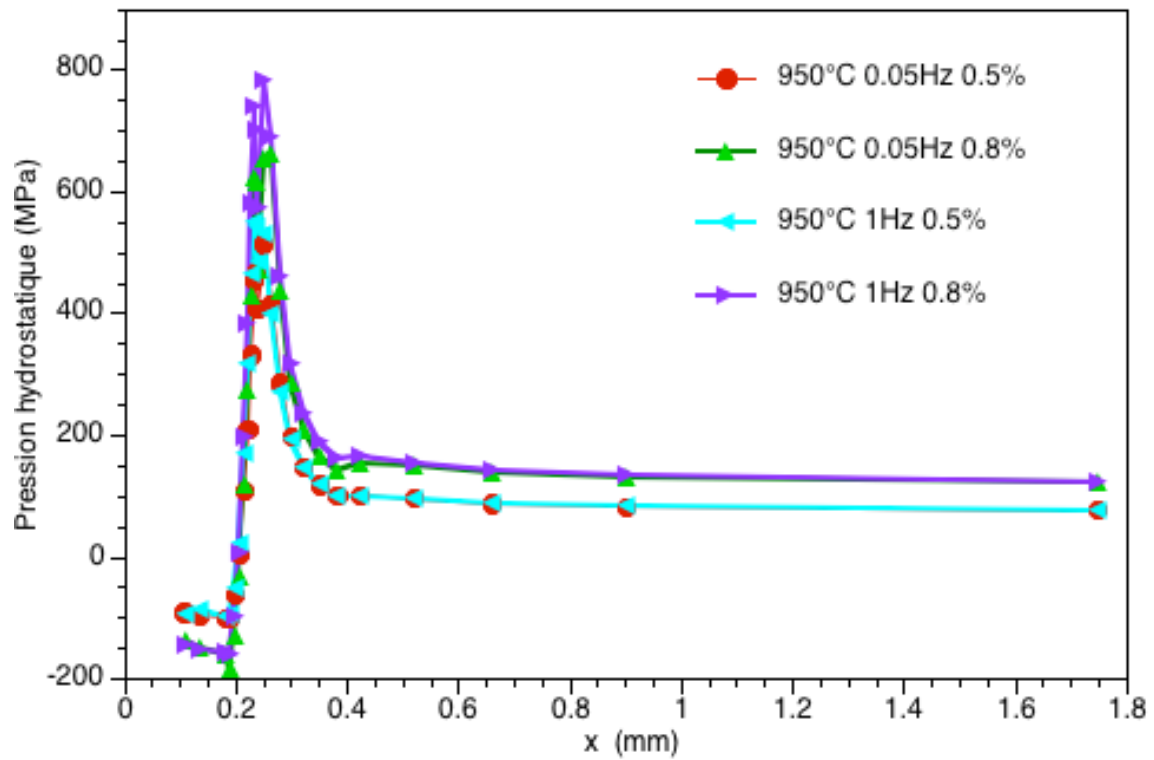


Figure 3.2-13 : Evolution de la pression hydrostatique en fonction de la distance x
 $T=950^{\circ}\text{C}$

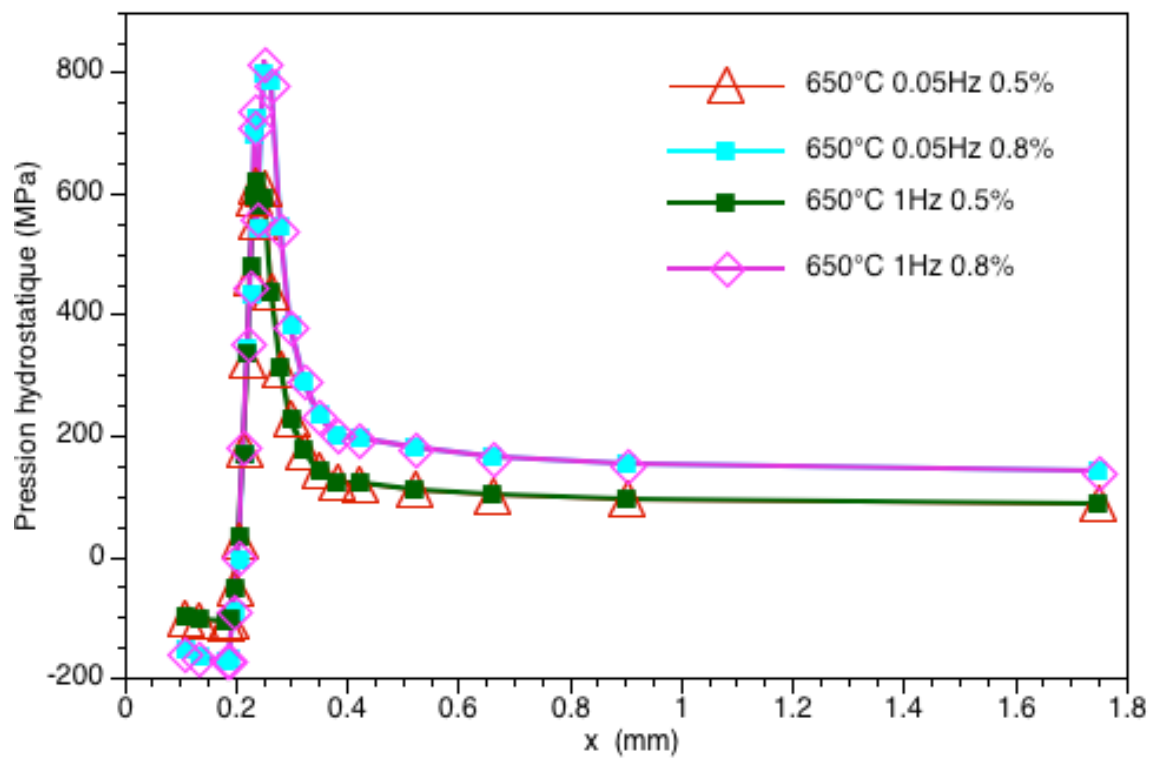


Figure 3.2-14 : Evolution de la pression hydrostatique en fonction de la distance x
 $T=650^{\circ}\text{C}$

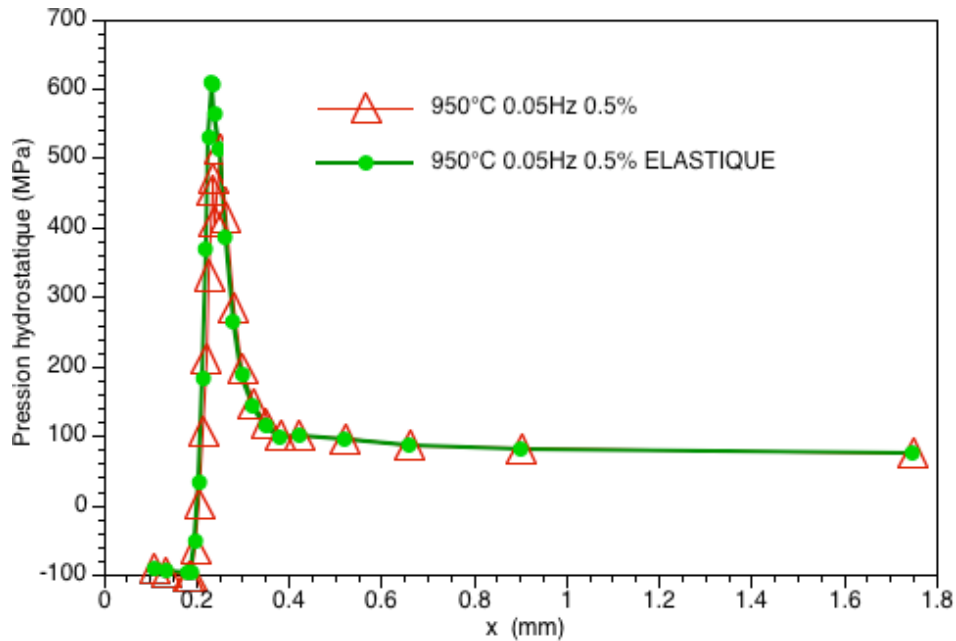


Figure 3.2-15 : Comparaison de l'évolution de la pression hydrostatique en fonction de x dans le cas d'un comportement élastique et d'un comportement visqueux.

La déformation plastique est tracée en fonction de la distance à partir de la moitié d'entaille pour un calcul réalisé à 950°C avec une fréquence de 0.05 Hz et une amplitude de déformation de 0.5% sur la Figure 3.2-16. On constate que pour un offset de 10^{-5} , la déformation plastique est présente jusqu'à une distance de 0.35 mm. Sur le graphe montrant la vitesse de propagation en fonction de la longueur de fissure correspondant à l'essai réalisé dans les mêmes conditions de chargement, on constate que la distance de 0.35 mm correspond au palier de vitesse de propagation élevée.

La plasticité initiale générée par la présence de l'entaille peut donc être un facteur des hautes vitesses de propagation de la fissure courte.

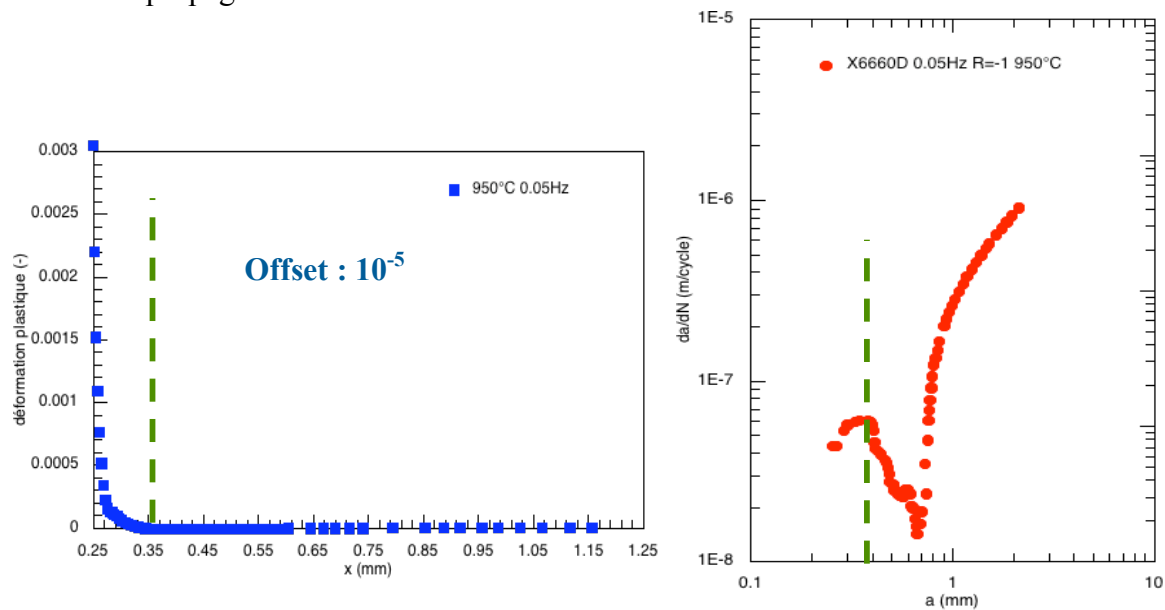


Figure 3.2-16 : a) Evolution de la déformation plastique en fonction de x b) Evolution de la vitesse de propagation de fissure en fonction de la longueur de fissure.

La Figure 3.2-17 représente la variation de vitesse de propagation de fissure expérimentale à une distance $x = 40$ mm du fond d'entaille en fonction des glissements octaédriques cumulés tiré de l'étude par élément finis. Il existe une bonne corrélation entre les 3 points à 950°C qui s'alignent selon une droite dans un diagramme log-log.

On en déduit la relation entre la vitesse de propagation et les glissements octaédriques cumulés :

$$\frac{da}{dN} = A(\gamma_{cum}^{oct})^n \quad (3.12)$$

avec $A=0.0006$ et $n=1.2781$.

Plus les glissements octaédriques cumulés sont importants, plus la vitesse de propagation de fissure est grande. Il y a donc bien un lien entre la plasticité générée par l'entaille et la vitesse de propagation de fissure courte.

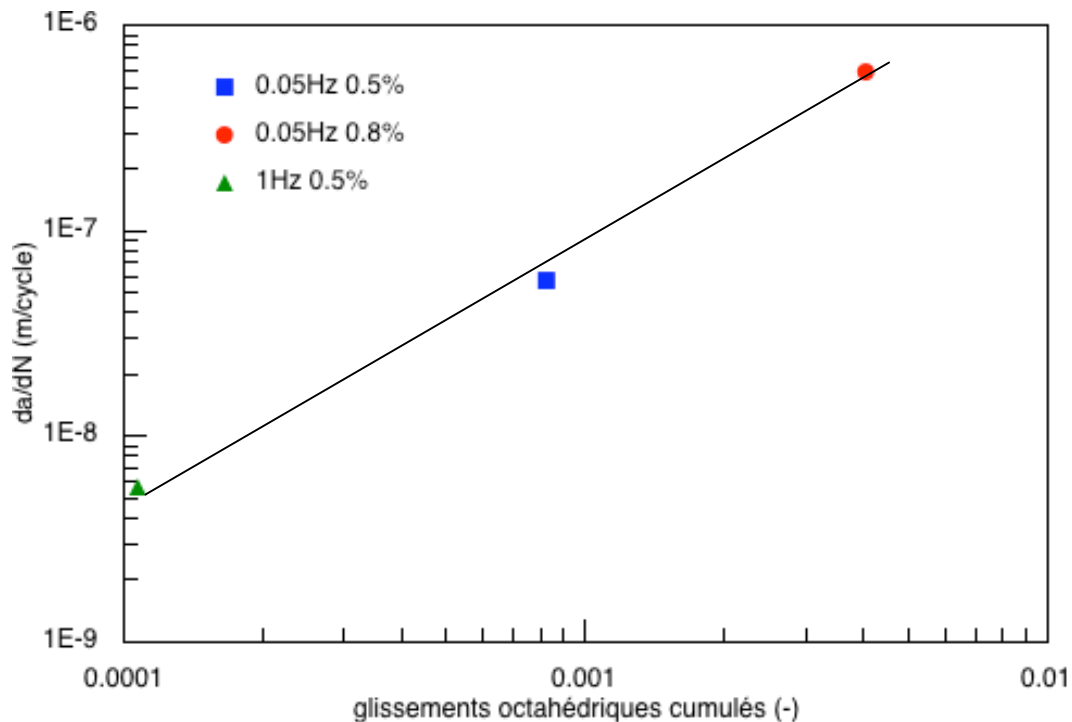


Figure 3.2-17 : Evolution de la vitesse de propagation expérimentale en fonction des glissements octaédriques cumulés calculés par la simulation EF.

3.2.5 Influence de l'orientation

Des calculs sur des éprouvettes tubulaires orientées $\langle 111 \rangle$ ont été réalisés et on compare le résultat des glissements octaédriques cumulés avec une éprouvette orientée $\langle 001 \rangle$. La Figure 3.2-18 et la Figure 3.2-19 représentent les cartographies des glissements octaédriques cumulés pour les deux orientations. On constate que la forme du champ plastique dépend de l'orientation. De même, l'intensité n'est pas la même pour l'orientation $\langle 001 \rangle$ que pour l'orientation $\langle 111 \rangle$. On sait que ce sont les plans $\langle 111 \rangle$ qui s'activent le plus

facilement. On voit clairement que la forme des glissements octaédriques cumulés est quasi-verticale sur le maillage de l'éprouvette orientée $\langle 111 \rangle$. Les glissements octaédriques cumulés peuvent atteindre une valeur maximale de 0.5 pour l'orientation $\langle 111 \rangle$ et 0.08 pour l'orientation $\langle 001 \rangle$.

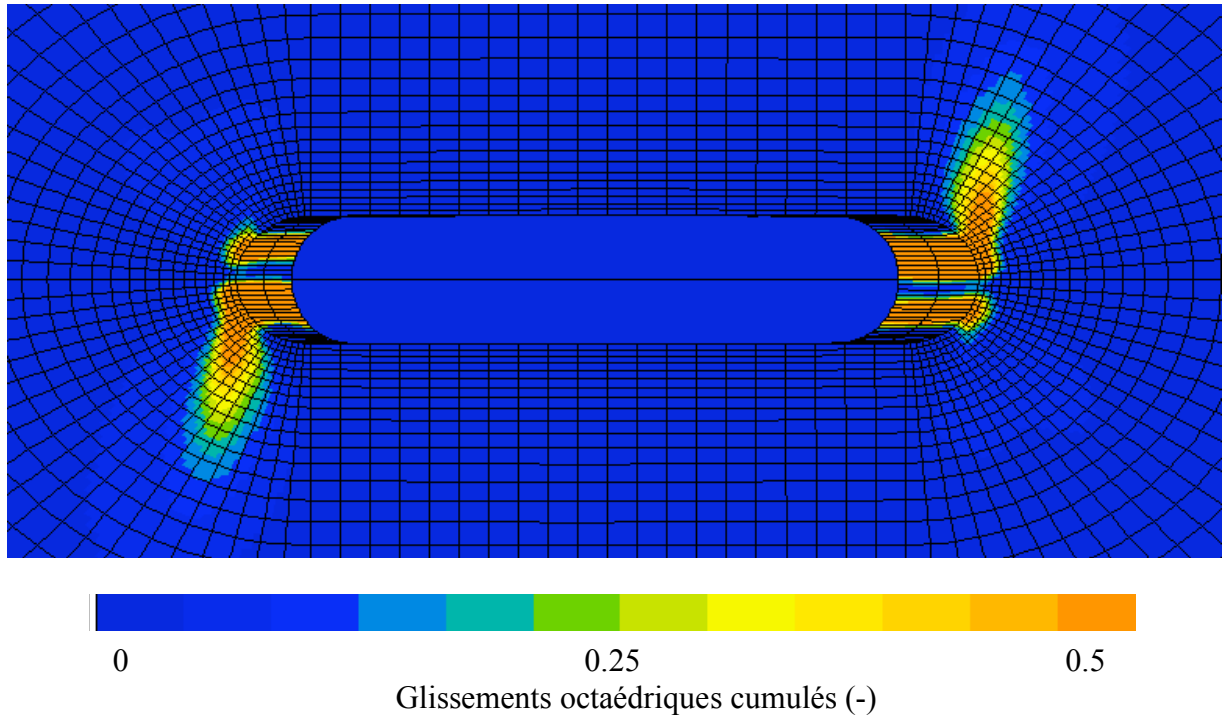


Figure 3.2-18 Cartographie des glissements octaédriques cumulés pour une éprouvette orientée $\langle 111 \rangle$

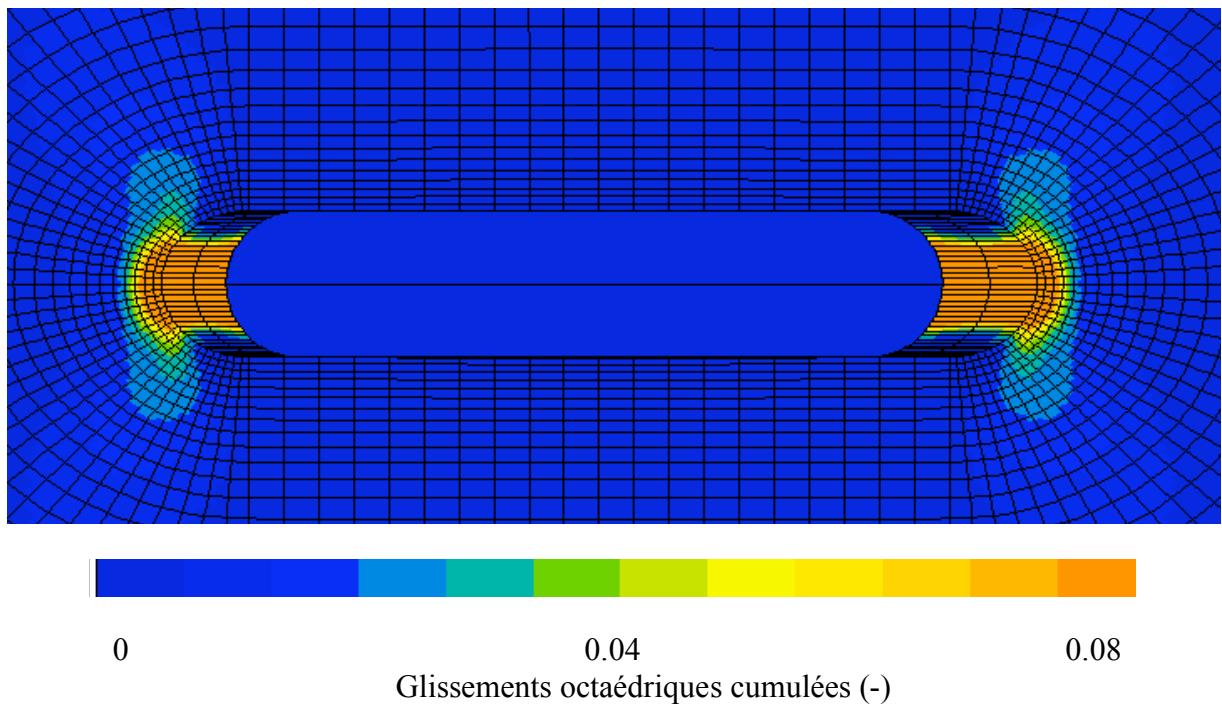


Figure 3.2-19 Cartographie des glissements octaédriques cumulés pour une éprouvette orientée $\langle 001 \rangle$

3.3 Résultat pour l'éprouvette tubulaire entaillée à 45°

On applique le même chargement appliqué expérimentalement sur l'éprouvette ($\Delta\epsilon=0.5\%$, $f=0.05\text{Hz}$). On constate que la contrainte est maximale à l'extrémité de l'entaille, ce qui montre qu'à 950°C, l'amorçage de la fissure sur l'entaille est contrôlé par la géométrie du défaut et par le chargement appliqué. On remarque que la zone fortement contrainte au fond d'entaille correspond à l'endroit où s'est amorcée la fissure expérimentalement (Figure 3.3-1).

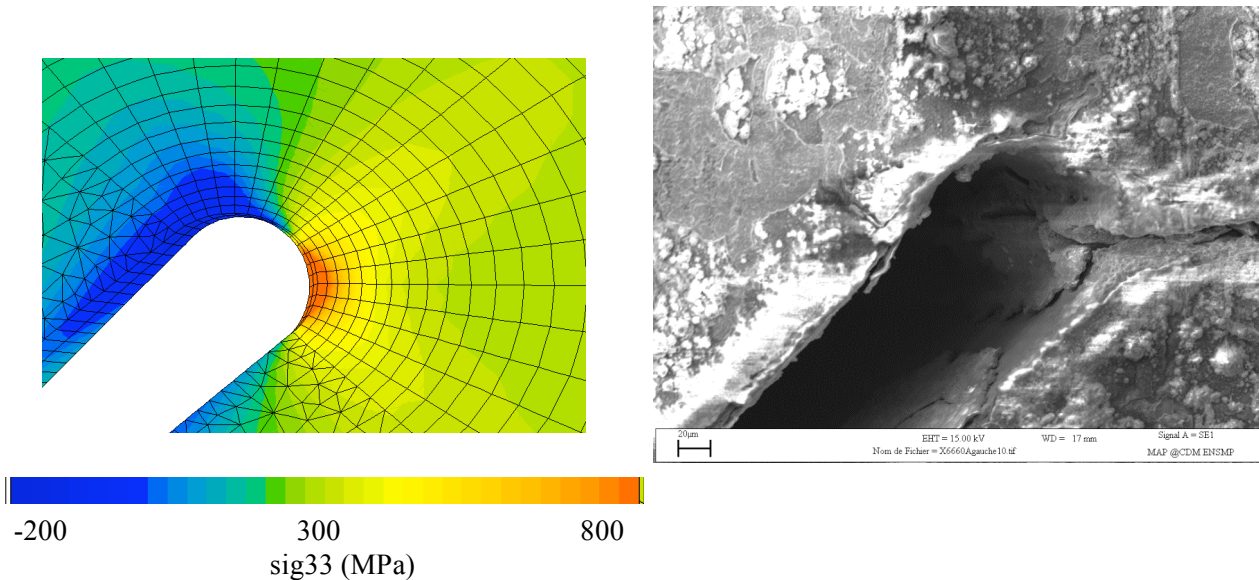


Figure 3.3-1 : Comparaison entre le champ de contrainte en fond d'entaille et la localisation expérimentale de l'amorçage de la fissure sur une entaille à 45° (T = 950°C).

La Figure 3.3-2 représente la valeur de la contrainte locale en fonction de x, la distance derrière le fond d'entaille pour un angle compris entre 0° (correspondant à une fissure horizontale) et 90°. Il s'agit d'un calcul réalisé à 650°C à une fréquence de 1 Hz et à une amplitude de déformation de 0.5%. C'est à 0° que la contrainte locale est la plus importante et la plus singulière. Pour chaque angle, la contrainte tend vers la contrainte globale de l'éprouvette (environ 275 MPa pour ce chargement) lorsqu'on est à une distance suffisamment importante du fond d'entaille. Le champ de contrainte pour ce chargement semble s'étendre jusqu'à 0.3 mm.

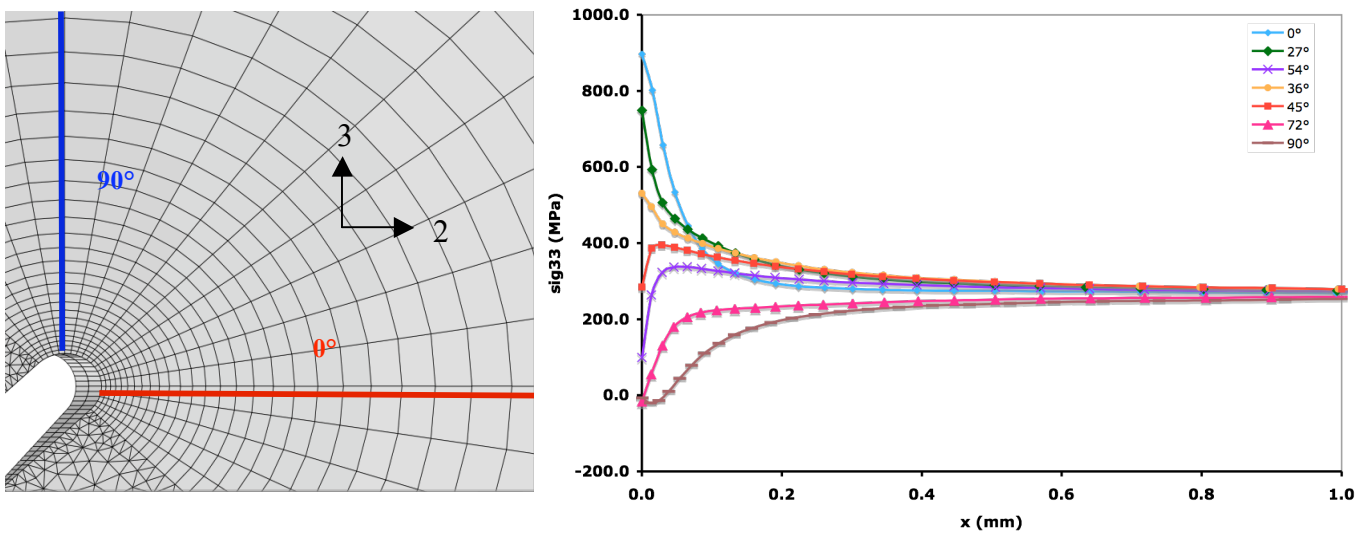


Figure 3.3-2 : a) Maillage de l'éprouvette tubulaire entaillée à 45° b) Evolution de la contrainte en fonction de la distance du fond d'entaille

3.4 Etude de l'influence du rayon d'entaille

Dans les aubes de turbine, le rayon de courbure des pores est d'environ 5 μm soit 10 fois inférieur au rayon de courbure de l'entaille. On suppose que le rayon de courbure a une influence sur l'intensité du champ généré. Pour étudier l'influence du rayon de courbure du défaut, on réalise un maillage d'une éprouvette tubulaire où l'entaille a un rayon dix fois plus petit que l'entaille utilisée précédemment. Le rayon de l'entaille est donc de 5 μm . La Figure 3.4-1 représente le maillage de cette entaille.

Les cartographies de la Figure 3.4-2 montrent les glissements octaédriques cumulés pour les entailles dont le rayon est 50 μm et 5 μm .

Sur la Figure 3.5-2 sont tracés les glissements plastiques cumulés en fonction de la distance derrière le fond d'entaille. La plasticité est plus singulière et plus intense pour l'entaille avec le rayon de courbure de 5 μm que pour l'entaille avec le rayon de 50 μm .

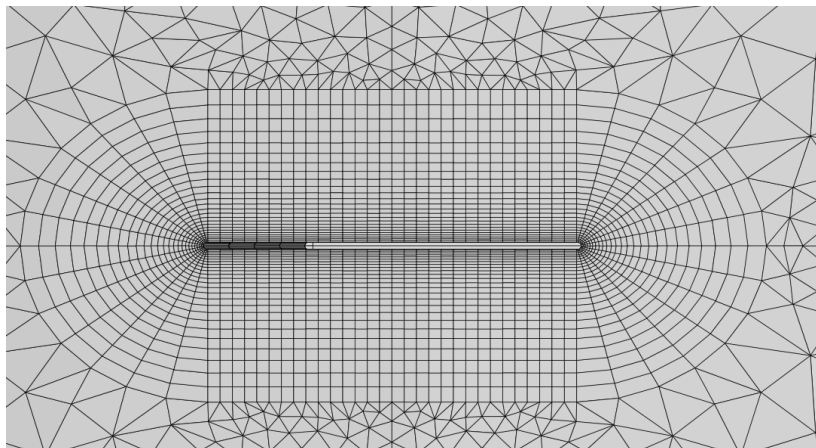


Figure 3.4-1 : Maillage de l'éprouvette tubulaire avec une entaille fine

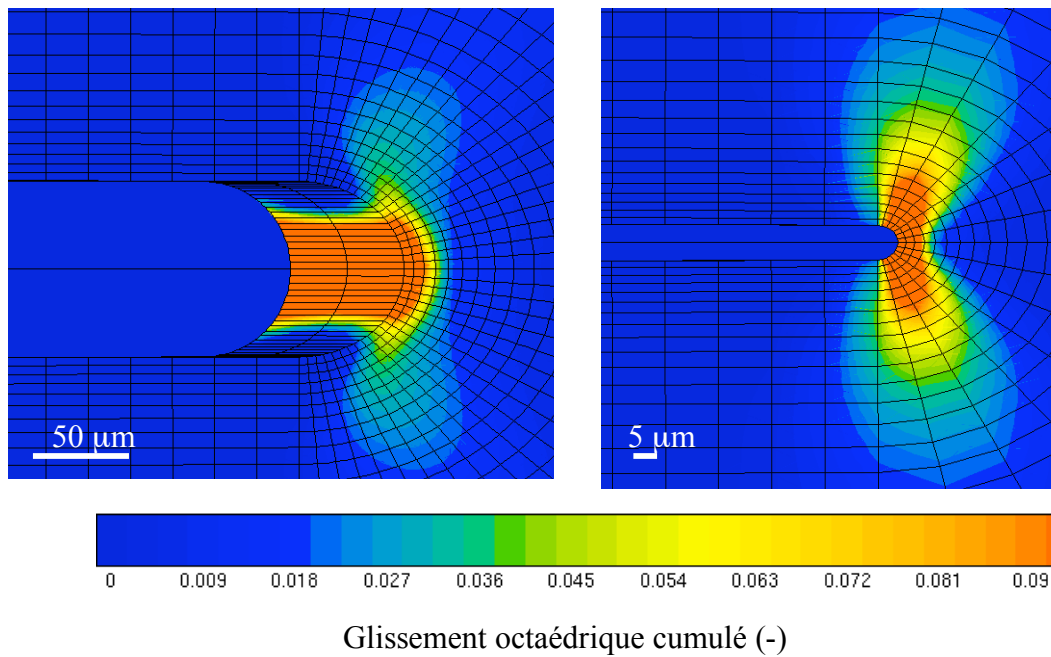


Figure 3.4-2 : Cartographie des glissements octaédriques cumulés pour entaille a) rayon 50 mm b) rayon 5 mm

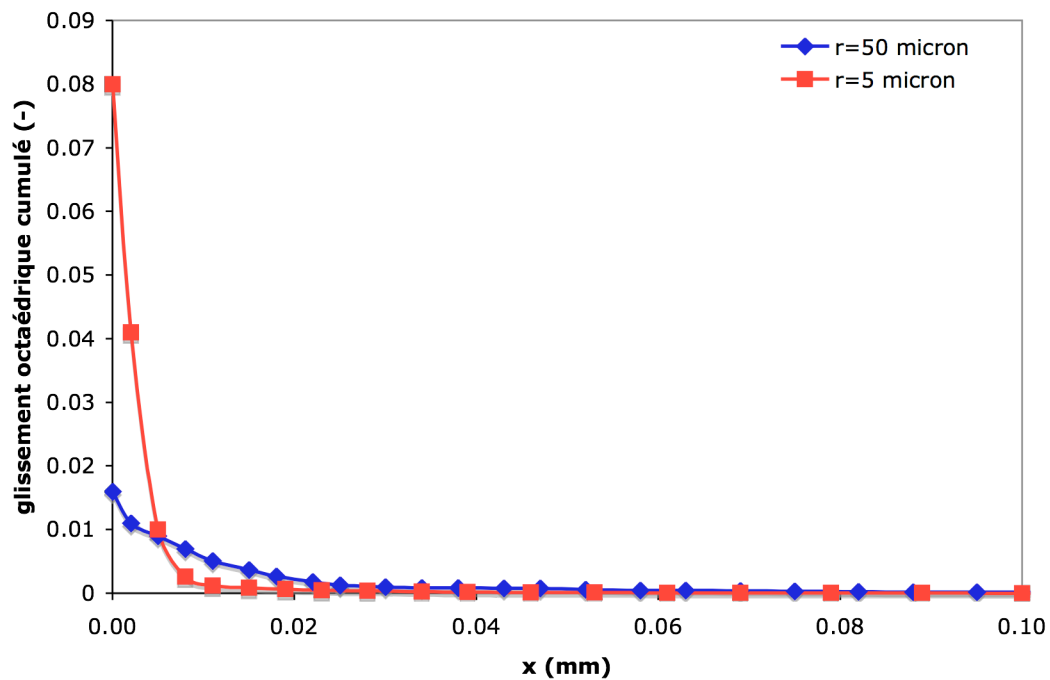


Figure 3.4-3 : Evolution des glissements plastiques cumulés en fonction de la distance à partir du fond d'entaille

Sur la Figure 3.4-4, la déformation plastique est tracée en fonction de x , la distance à partir du fond d'entaille. On constate que pour un offset de 10^{-5} , la déformation plastique est présente jusqu'à une distance de 0.29 mm pour l'entaille de rayon $5\ \mu\text{m}$ et de 0.35 mm pour l'entaille de rayon $50\ \mu\text{m}$. Nous avons mis en évidence le fait que pour une longueur de fissure de 0.35 mm, la vitesse de propagation expérimentale correspondante coïncide à la phase d'accélération initiale du comportement de fissure courte. Il semble donc que le rayon du défaut ait une influence sur le comportement de la fissure courte. On suppose qu'un rayon de courbure petit peut être très nocif et générer une vitesse de propagation élevée pour une longueur de fissure plus petite qu'avec un rayon de courbure plus important. La durée de vie à l'amorçage sera donc dépendante de la taille du défaut et de son rayon de courbure.

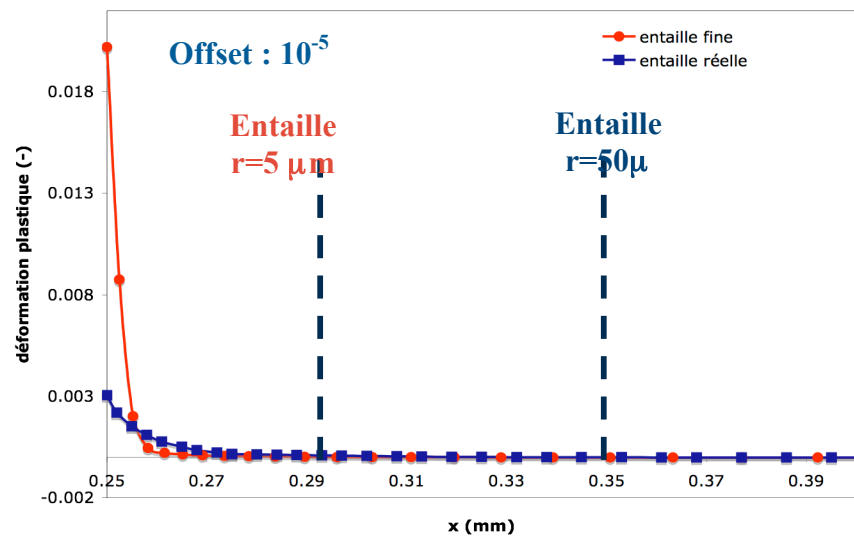


Figure 3.4-4 : Evolution de la déformation plastique en fonction de la distance à partir du fond d'entaille

3.5 Analyse par la mécanique linéaire de la rupture

La mécanique de la rupture est largement utilisée pour étudier la propagation de fissure en fatigue. L'objectif de cette analyse est d'estimer une valeur de facteur d'intensité de contrainte pour une distance x derrière le fond d'entaille. Le résultat permettra de savoir si nous pouvons utiliser la mécanique linéaire de la rupture et plus précisément une analyse en K pour décrire les phénomènes de fissures courtes observés expérimentalement à 950°C. La fissure évolue dans un gradient de contrainte, et dans un milieu anisotrope. Il faut donc tenir compte du gradient dans le calcul et utiliser dans l'expression du facteur d'intensité de contrainte, une fonction poids qui soit une fonction de la distance par rapport au bord de l'entaille. Pour ceci, nous utiliserons une formulation de Bueckner (Bueckner, 1987, Bueckner, 1989) relative au cas des fissures planes traversantes. Nous proposons de revenir sur la formulation de Bueckner avant de présenter les résultats obtenus.

3.5.1 Formulation de Bueckner : Rappel bibliographique

On constate que les seuls problèmes de révolution traités sont ceux de la barre circulaire entaillée et de la fissure circulaire, dite « shaped » dans un milieu indéfini. Des auteurs ont cherché à mettre au point des méthodes de calcul numérique, et à retirer pour une géométrie donnée, des résultats à partir desquels on calculerait simplement le facteur d'intensité de contrainte résultant de l'application à cette géométrie d'un chargement quelconque.

Bueckner proposa une méthode de calcul de facteur d'intensité de contrainte pour un problème plan contenant une fissure de longueur a sur l'axe Ox .

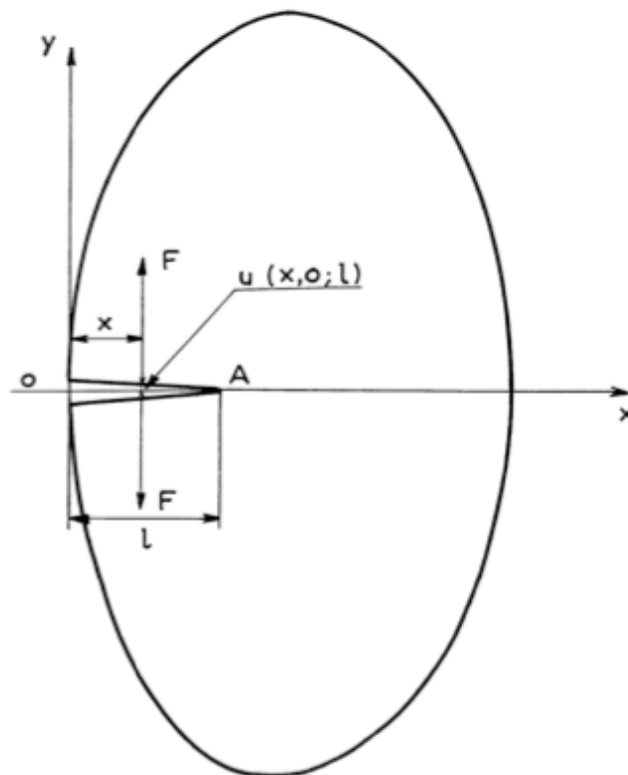


Figure 3.5-1 : Représentation d'un problème plan contenant une fissure

Si on applique sur la fissure une pression $p(x)$, la solution est :

$$K_I = \sqrt{\frac{2}{\pi}} \int_0^a M(a,x) P(x) dx \quad (3.13)$$

$M(t)$ est une fonction de poids et dépend de la géométrie du solide fissuré. Le facteur $\sqrt{\frac{2}{\pi}}$ fait qu'au voisinage de $x=a$:

$$M(a,x) = [a-x]^{-\frac{1}{2}} + M^*(x) \quad (3.14)$$

Il est pratique et avantageux d'utiliser la fonction sans dimension, non singulière :

$$m(x) = M(x) [a-x]^{\frac{1}{2}} \quad (3.15)$$

$$m(a) = a$$

Il peut être plus commode de prendre comme longueur de référence une longueur du solide non fissuré ; par exemple son épaisseur W pour une plaque ou un cylindre de révolution. Dans la pression $p(x)$ entrent en compte les paramètres du corps non fissuré ; ceux de la fissure n'y figurent que si la position de celle-ci a une importance. Bueckner a donné les fonctions de poids pour une bande infinie et les a mises sous la forme ($l/W < 0.5$)

$$m\left(\frac{x}{l}; \frac{l}{W}\right) = 1 + m_1\left(1 - \frac{x}{l}\right) + m_{21}\left(1 - \frac{x}{l}\right)^2 \quad (3.16)$$

où m_1 et m_2 sont des polynômes en l/W .

Pour des problèmes tridimensionnels, les fonctions de poids deviennent difficiles à déterminer.

3.5.2 Résultats

L'épaisseur de l'éprouvette entaillée étant faible (1 mm) par rapport à sa longueur, et l'entaille est très petite (500 μm), on fait l'hypothèse d'un problème plan dans un milieu infini. On en déduit la formule suivante du facteur d'intensité de contrainte :

$$K_I = \frac{\sqrt{2}}{\pi} \int_0^a M(t) P(t) dt \quad (3.17)$$

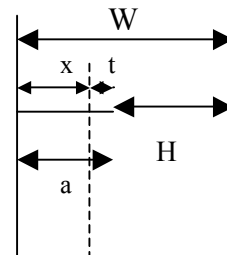
$$\text{avec } M(t) = \sqrt{t} \left(1 + m_1\left(\frac{t}{a}\right) + m_2\left(\frac{t}{a}\right)^2 \right)$$

avec :

$$m_1 = A_1 + B_1 r^2 + C_1 r^6$$

$$m_2 = A_2 + B_2 r^2 + C_2 r^6$$

où $r=a/w$



A. Defresnes (Defresne, 1989) a montré que lorsque H tend vers l'infini, l'expression de m_1 et m_2 se réduit à $m_1=A_1=0.6147$ et $m_2=A_2=0.2502$.

Le choix de l'origine à partir du bord de l'entaille est plus intéressant. Après un changement de variable, en posant $t=x-a$, on obtient la formule suivante :

$$\Delta K = \left(\frac{2}{\pi}\right)^{\frac{1}{2}} \int_0^a \Delta \sigma_{33} \left(\frac{x}{a}\right) x^{-\frac{1}{2}} m\left(\frac{x}{a}\right) dx \quad (3.18)$$

Sur la Figure 3.5-2 et la Figure 3.5-3 est tracée l'évolution du facteur d'intensité de contrainte en fonction de x , la distance de la demi-entaille ajoutée à une longueur derrière l'entaille pour 650°C et 950°C. Ce même calcul a été effectué pour un comportement élastique pour une éprouvette à 950°C, une fréquence de 0.05 Hz et une amplitude de déformation de 0.5%. On constate que les valeurs des facteurs d'intensité de contrainte dans le cas élastique sont les mêmes que dans le cas visqueux. On peut supposer qu'un comportement élastique est suffisant pour décrire les distributions de contrainte près de l'entaille.

Globalement, le facteur d'intensité de contrainte K augmente considérablement entre 0.25 et 0.4 mm, puis K évolue plus doucement en fonction de x puisque le gradient de contrainte est de moins en moins important.

A 950°C, l'amplitude de déformation change la valeur de K pour une même distance x de derrière l'entaille. Lorsque l'amplitude de déformation est plus importante (0.8%), il semble qu'une différence de fréquence semble modifier légèrement la valeur de K pour une même distance x . Lorsque la fréquence est plus élevée, K est plus important.

A 650°C, seule l'amplitude de déformation semble modifier les niveaux de K en fonction de la longueur de fissure. La fréquence ne semble pas changer le facteur K .

Cette analyse montre une différence de progression de fissure, mais elle ne fournit pas d'explication du haut niveau de vitesse de propagation près de l'extrémité de l'entaille ni de la diminution de la vitesse vers le bas, jusqu'à un minimum observé expérimentalement.

Cette analyse en K ne permet donc pas d'expliquer le comportement de fissure courte que l'on observe expérimentalement sur nos éprouvettes.

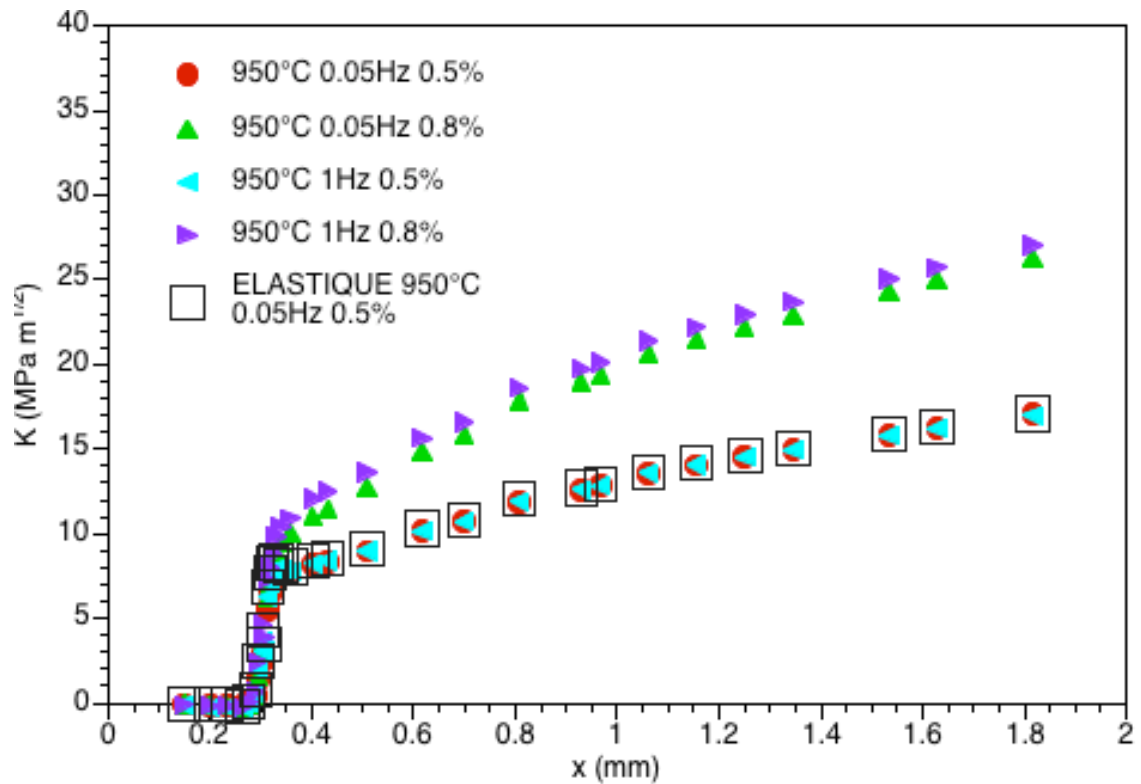


Figure 3.5-2 : Evolution du facteur d'intensité de contrainte en fonction de x à 950°C

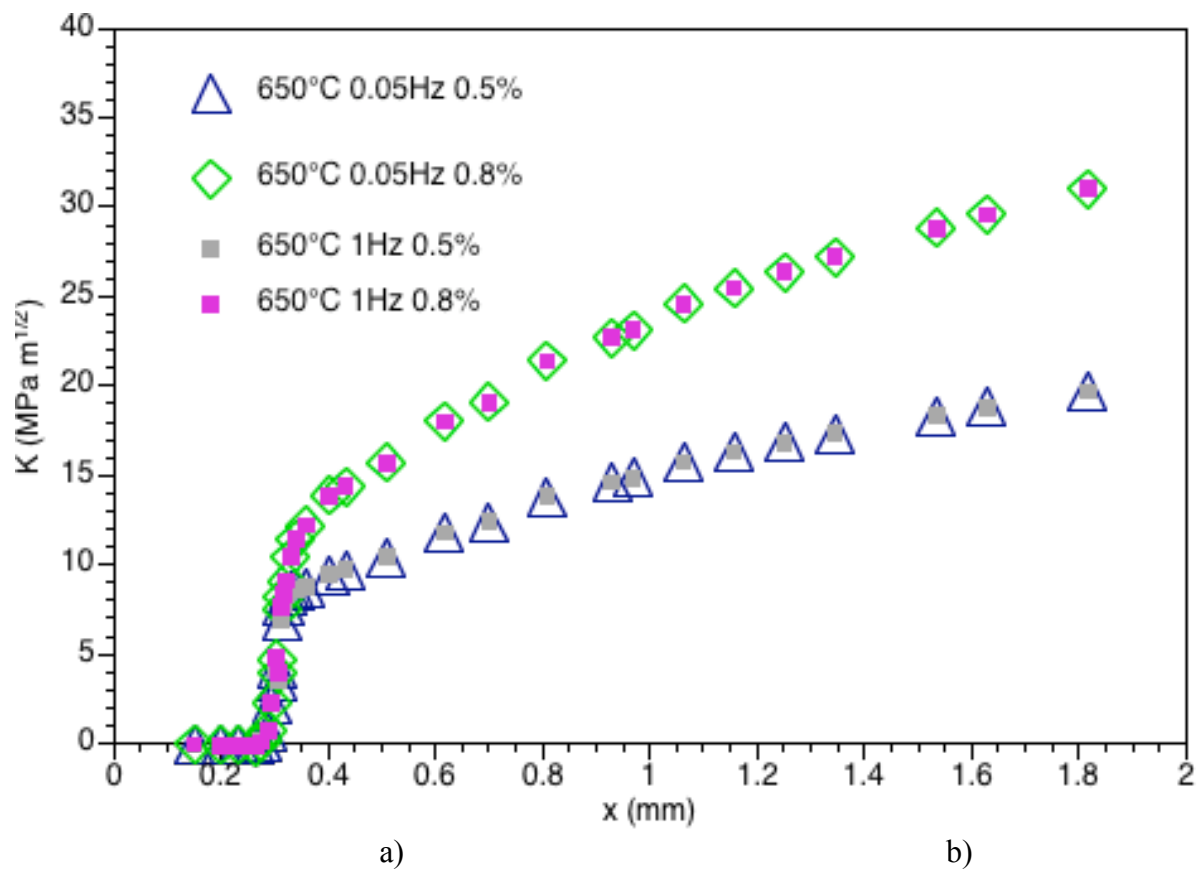


Figure 3.5-3 : Evolution du facteur d'intensité de contrainte en fonction de x à 650°C

3.6 Modélisation d'une fissure s'amorçant sur une entaille

Pour prédire la durée de vie à l'amorçage de fissure sur un pore, on peut s'intéresser à l'évolution du champ de contrainte et de déformation au fur et à mesure que la fissure progresse devant et derrière la pointe de fissure. Une tentative de modélisation de la propagation de fissure sur le maillage de l'éprouvette tubulaire entaillée est présentée en annexe A.

Une des principales difficultés auquel nous avons été confronté pour ce calcul est de reproduire les phénomènes de contact qui ont lieu pour les sollicitations de fatigue avec un rapport de charge $R=-1$. Avec ce rapport, les lèvres de la fissure sont écrasées en compression, ce qui est difficile à reproduire avec un calcul par éléments finis. On pourra se référer aux travaux de Wriggers dans lesquels il présente une méthode de résolution des problèmes de contact par discrétisation des équations par la méthode des éléments finis. Le problème de contact est pris en compte par un assemblage de contributions élémentaires (Wriggers, 1996).

La deuxième difficulté réside dans la finesse du maillage en pointe de fissure. Avec le maillage utilisé, lorsque la fissure est très proche de l'entaille, le maillage est relativement fin, les résultats en pointe de fissure sont acceptables. Mais plus on s'éloigne du fond d'entaille, plus la taille d'éléments est grande et par conséquent les résultats en pointe de fissure sont dégradés pour un niveau de gradient plus important dans l'élément.

De nos jours, la modélisation de propagation de fissure est un sujet qui est largement étudié. De nombreux travaux de recherche sont en cours pour parvenir à modéliser de façon pertinente la propagation de fissure dans des structures 3D. Nous présentons en annexe A un état de l'art des méthodes de modélisation de propagation de fissure par la méthode des éléments finis. Puis nous présentons la méthode que nous avons utilisée et les résultats obtenus. Mais ces résultats ne seront pas exploités pour le modèle de prédiction de durée de vie pour les raisons citées ci-dessus.

3.7 Conclusions du chapitre

Alors que l'analyse expérimentale nous a fourni essentiellement des informations sur l'influence de l'oxydation et du chargement sur la micropropagation de fissure, cette analyse par éléments finis nous permet de mettre en évidence d'autres phénomènes que nous ne pouvons pas observer expérimentalement comme la plasticité, les champs de contraintes et de déformations générés par le défaut. L'analyse du calcul sur l'éprouvette tubulaire entaillée a montré qu'une zone plastique apparaît devant le fond d'entaille et s'étend sur une large zone avec un angle de 70° à 80° . L'intensité du champ de pression hydrostatique devant le fond d'entaille décroît fortement. L'intensité du gradient de contrainte est fonction du rayon de l'entaille. Plus le défaut a un rayon de courbure petit, plus fort est le gradient de contrainte. Dans le modèle de micro-propagation, il faudra prendre en compte cet effet de gradient de contrainte directement lié à la géométrie du défaut.

Le calcul de propagation de fissure sur l'éprouvette tubulaire entaillée montre bien la présence de zone plastique intense en pointe de fissure. Plus on est proche du fond d'entaille, plus les niveaux de contraintes sont intenses.

Lorsqu'une fissure s'amorce sur le fond d'entaille, il y a une « compétition » entre le champ plastique généré par l'entaille et la zone plastique en pointe de fissure (englobée dans le champ plastique de l'entaille) ce qui peut expliquer la variation de vitesse de propagation en fissure courte.

Chapitre IV

Tentative de modélisation de l'amorçage à partir d'un modèle ingénieur

Sommaire

4	<i>Tentative de modélisation de l'amorçage à partir d'un modèle ingénieur.....</i>	<i>134</i>
4.1	La stratégie du modèle – les propriétés recherchées.....	134
4.1.1	L'approche locale de la propagation de fissure en fatigue.....	138
4.1.2	L'approche énergétique.....	138
4.1.3	Le modèle de propagation de fissure de Tomkins	139
4.1.4	Prise en compte du gradient de contrainte près du défaut.....	141
4.2	Présentation du modèle.....	143
4.2.1	Choix de l'élément de volume.....	144
4.2.2	Les équations du modèle basées sur une formulation énergétique.....	145
4.2.3	Prise en compte de l'effet d'échelle.....	149
4.2.4	Prise en compte des effets d'oxydation.....	150
4.3	Identification du modèle	155
4.3.1	La base de données expérimentale disponible.....	155
4.3.2	Identification des paramètres du modèle sur un élément de volume	155
4.4	Résultats du modèle	156
4.5	Application d'une approche non locale du modèle	167
4.6	Conclusions du chapitre	175

4 Tentative de modélisation de l'amorçage à partir d'un modèle ingénieur

On s'intéresse à la prévision de la durée de vie à l'amorçage de fissure sur des défauts de fonderie de type pore, par un modèle phénoménologique. Ce modèle doit prendre en compte l'amorçage et la propagation dans le régime des fissures courtes.

Dans un premier temps, nous présenterons la stratégie et les propriétés que nous souhaitons traduire avec ce modèle. Puis nous développerons les différentes étapes qui nous ont permis à aboutir aux équations finales du modèle. Nous présenterons l'identification du modèle sur la base d'essais effectués sur les éprouvettes tubulaires entaillées. On utilisera les données d'E. Fleury en négligeant la présence du pore et on fera l'hypothèse (comme l'a fait E. Fleury) que la vitesse de propagation moyenne est de l'ordre de 0.3 mm par cycle car c'est pour cette longueur de fissure que nous disposons des données expérimentales de durée de vie.

On tentera d'élaborer un modèle d'ingénieur simplifié compatible avec les gradients de contraintes et la multi-axialité à fond d'entaille. Nous expliquerons pourquoi nous avons choisi une formulation en énergie. On montrera ensuite que la démarche permet en intégrant un effet de Weibull de prendre en compte l'effet d'échelle pour décrire la vitesse observée au voisinage du fond d'entaille.

La validation de cette démarche permet d'envisager l'application à la prévision de la vitesse pour différentes tailles et aspect d'entailles et de constituer le socle pour le développement d'une démarche raffinée pour décrire l'effet des pores en présence de gradients de contraintes. L'application à des distributions de pores naturels sera dans les perspectives de la thèse.

4.1 La stratégie du modèle – les propriétés recherchées.

Rappelons tout d'abord, que l'analyse expérimentale a montré une variation de vitesse de propagation de fissure lorsque la fissure est située près de l'entaille. Les vitesses sont d'abord élevées jusqu'à ce que la longueur de fissure atteigne $2a_0$ (a_0 étant la longueur de la demi-entaille), puis la vitesse décroît jusqu'à $3a_0$ pour ensuite réaccélérer et retrouver le comportement classique des fissures longues que l'on peut décrire par une loi de type Paris. Nous cherchons donc à traduire cette variation de vitesse caractéristique des fissures courtes dans le modèle. Une des premières interrogations pour l'élaboration de ce modèle concerne l'applicabilité des équations de la *mécanique linéaire de la rupture*. Pour déterminer si on peut opter pour une formulation de type mécanique de la rupture, nous reprenons les données de l'analyse expérimentale que nous comparons avec des données d'essais réalisés par E. Fleury en fatigue avec des rapports de charge de $R=0.1$ et $R=0.7$. Nous cherchons à savoir si l'effet de fissure courte observé peut être expliqué par *l'effet de fermeture*. Si cela est le cas, nous pourrions envisager d'utiliser une formulation de type mécanique de la rupture. Rappelons que les essais sur les éprouvettes tubulaires entaillées ont été réalisés en déformation avec un rapport de déformation $R=-1$, et que, quel que soit le chargement, l'éprouvette reste globalement élastique. On se situe donc dans le cadre de la *plasticité confinée*.

Nous avons fait l'hypothèse que la contrainte à l'ouverture de fissure est proche de 0 pour un rapport de charge de $R=-1$ et que, par conséquent le facteur d'intensité de contrainte pouvait s'écrire uniquement avec la contrainte maximale. Sur le graphe (Figure 4.1-1), on trace l'évolution des vitesses de propagation à 650°C en fonction du facteur d'intensité de contrainte globale dont la relation est :

$$\Delta K = (\sigma_{\max} - \sigma_{\min})\sqrt{\pi a} \quad (4-1)$$

avec

$$a = a_0 + \Delta a \quad (4-2)$$

a_0 est la longueur de la demi-entaille et Δa la longueur de la fissure au sens physique.

On constate que les vitesses de propagation sur l'éprouvette tubulaire entaillée à 650°C sont inférieures aux vitesses de propagation pour l'essai réalisé sur une éprouvette CT avec un rapport de charge de $R=0.7$. De même, à 950°C (Figure 4.1-2), quel que soit le chargement appliqué sur l'éprouvette tubulaire entaillée, les niveaux de vitesses sont inférieurs aux vitesses associées à l'essai réalisé avec un rapport de charge de 0.7. Ceci suggère qu'il y a un effet de fermeture globale et qu'on pourrait envisager d'utiliser, pour développer notre modèle, une démarche classique de mécanique de la rupture en fermeture, en utilisant notamment une écriture en K_{ouv} . Mais plusieurs raisons nous ont dissuadé de poursuivre vers ce type d'analyse.

Tout d'abord, il est difficile de prévoir les valeurs de K_{ouv} pour des rapports de charge négatifs. Avec des calculs par éléments finis et des méthodes de type relâchement de nœud, on peut créer une fissure et la faire croître. Mais pour des chargements de traction/compression, les problèmes de contact des lèvres de la fissure sont difficiles à gérer. En compression, les lèvres de la fissure sont écrasées, ce qui n'est pas aisé à décrire par des calculs numériques. On comprend alors la difficulté d'obtenir des valeurs de K_{ouv} . J.L. Bouvard (Bouvard, 2006) a développé un modèle phénoménologique de propagation de fissure en fatigue-fluage-oxydation qui prend en compte l'effet de surcharge en considérant comme paramètre d'histoire le seuil de fissuration ou seuil d'ouverture de fissure. L'évolution du seuil de fissuration en fonction de l'histoire du chargement est traduite en considérant des fonctions identifiées à partir du seuil d'ouverture obtenu numériquement par une méthode de relâchement de nœud pour un rapport de charge $R=0$ (Figure 4.1-3). Il semble que la procédure de relâchement des nœuds ait une influence significative sur le niveau d'ouverture induit par le sillage viscoplastique de la fissure. Par ailleurs l'oxydation peut induire une composante supplémentaire de fermeture délicate à prendre en compte sur le plan numérique. Enfin, nous souhaitons décrire les vitesses de propagation près de l'entaille. Il ne nous semble pas envisageable d'utiliser un outil comme la mécanique de la rupture en fermeture à l'échelle globale pour traiter un problème à une échelle locale.

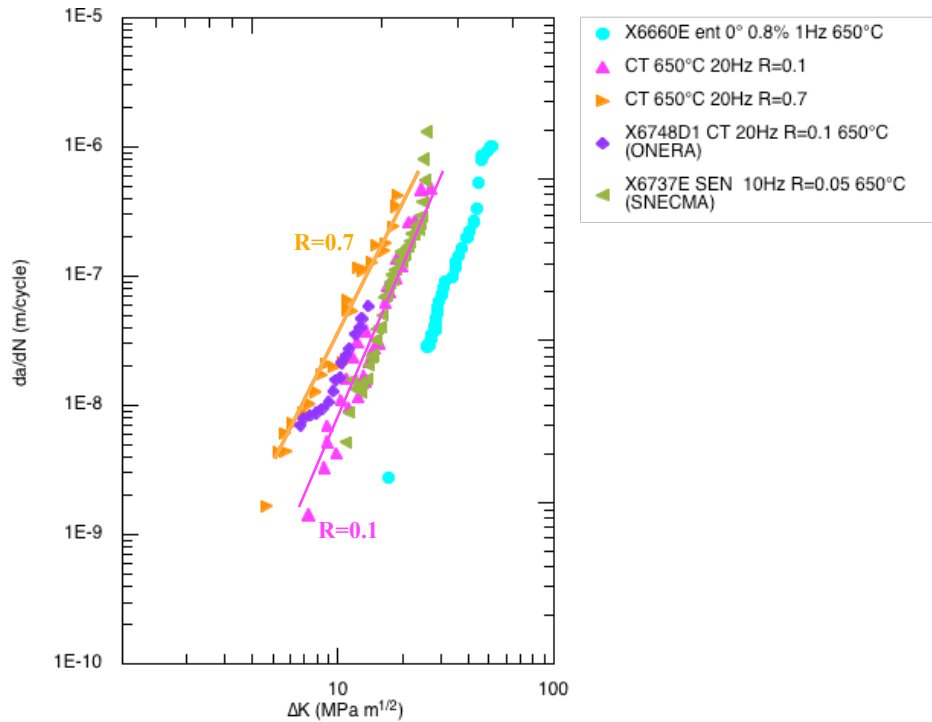


Figure 4.1-1 : Evolution de la vitesse de propagation de fissure en fonction du facteur d'intensité de contrainte à 650°C : (facteur d'intensité de contrainte des éprouvettes tubulaires entaillées : $\Delta K = (\sigma_{\max} - \sigma_{\min})\sqrt{\pi a}$)

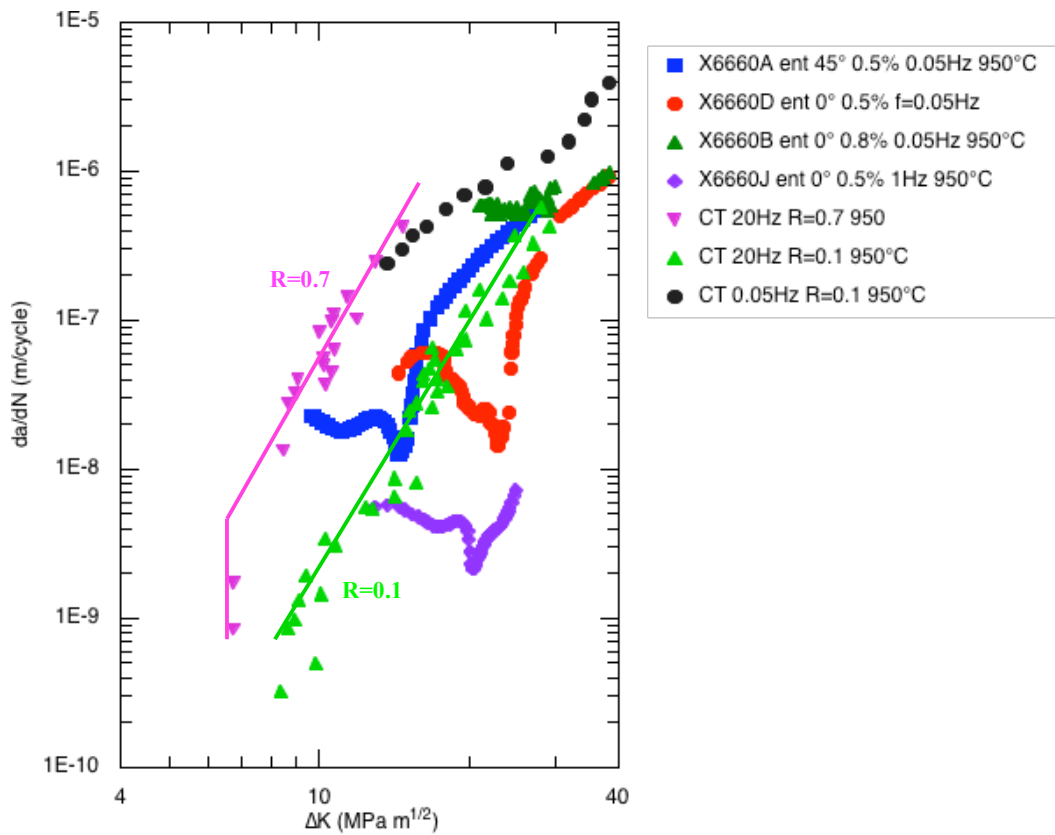


Figure 4.1-2 : Evolution de la vitesse de propagation de fissure en fonction du facteur d'intensité de contrainte à 950°C : (facteur d'intensité de contrainte des éprouvettes tubulaires entaillées : $\Delta K = (\sigma_{\max} - \sigma_{\min})\sqrt{\pi a}$)

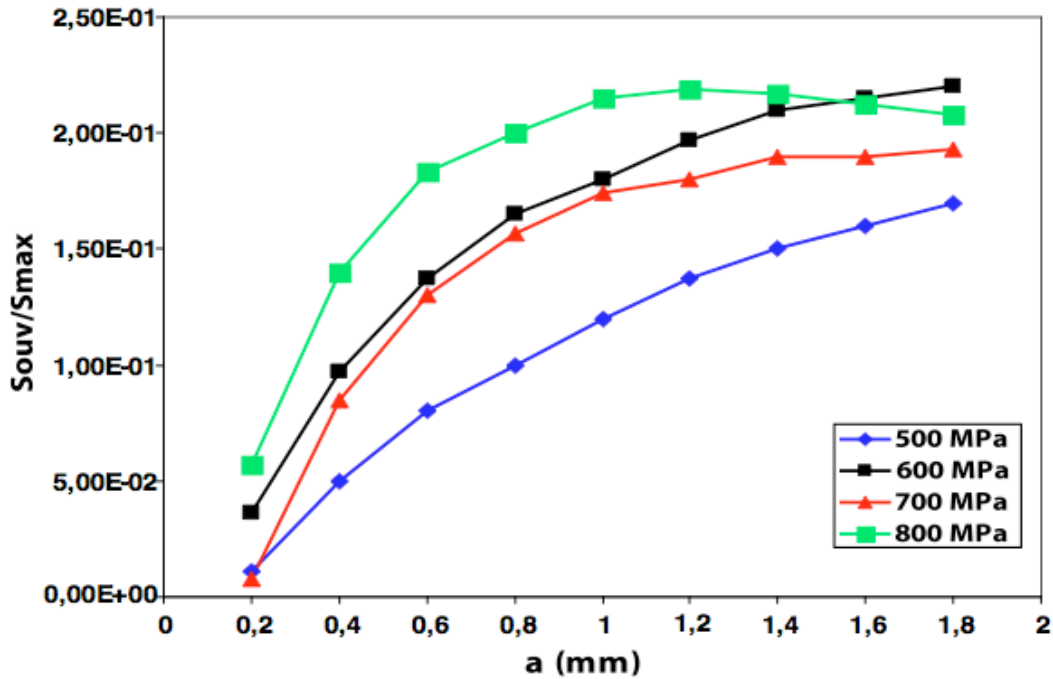


Figure 4.1-3 Influence de la contrainte maximale appliquée sur le seuil d'ouverture de la fissure (Bouvard, 2006)

Les courbes expérimentales montrent que lorsque la longueur de fissure est suffisamment grande, l'entaille peut être considérée comme une petite fissure. En revanche, pour l'amorçage et les premiers incréments de croissance de fissure, tout près du défaut, il semble difficile de s'appuyer sur des formulations de type mécanique de la rupture pour estimer les vitesses de propagation au voisinage de l'entaille.

Les résultats de l'analyse par éléments finis ont montré un effet important de la plasticité locale en fond d'entaille. L'effet de fissure courte que nous observons sur les courbes de vitesses expérimentales est donc la conséquence d'un couplage entre le niveau de *plasticité locale* très important généré par l'entaille et de *l'activation de l'oxydation*. A 650°C, l'oxydation est moins importante, mais la plasticité locale en fond d'entaille génère tout de même un effet de fissure courte.

Lorsque la longueur de fissure $a = a_0 + \Delta a$ est inférieure à la zone plastique r_p , on obtient des variations de vitesse caractéristiques des fissures courtes. En revanche, lorsque la longueur de fissure $a = a_0 + \Delta a$ est supérieure à r_p , les vitesses de propagation de fissure évoluent de façon constante avec un effet du chargement (effet de fréquence, effet du rapport de charge).

Nous choisissons donc de traduire les vitesses de propagation de fissure près de l'entaille par un effet de la plasticité locale et de l'activation de l'oxydation.

L'estimation des vitesses de propagation de fissure est réalisée par un post-traitement des calculs par éléments finis présentés au chapitre II. Pour cela, nous utiliserons les champs de contraintes à proximité du défaut. Il est possible de se référer à la base de données expérimentale sur les éprouvettes tubulaires entaillées pour identifier les paramètres du modèle. Pour élargir cette base de données expérimentale, nous ajouterons les résultats d'essais d'amorçage de fissure sur défaut naturel effectués sur des éprouvettes lisses par E. Fleury. Les données de ces essais figurent au Chapitre II. Une étude bibliographique sur les différentes approches utilisées pour modéliser la propagation de fissure a été réalisée. Les

paragraphes suivants permettent de comprendre les choix que nous avons pris pour développer le modèle.

4.1.1 L'approche locale de la propagation de fissure en fatigue.

La mécanique de la rupture a été largement utilisée depuis 1950 et a permis d'importants progrès dans le dimensionnement des structures. Mais quelques chercheurs comme McClintock (1963) se sont intéressés aux phénomènes qui se produisent à proximité de la pointe de fissure et à la possibilité d'utiliser ces observations pour prévoir l'avancée de fissure. C'est ce qu'on appelle « l'approche locale de la rupture ». Le calcul précis des contraintes et les déformations à la pointe de fissure est associé à un critère de dommage. On peut se poser la question suivante : Quel est l'intérêt d'utiliser une approche locale par rapport l'approche globale ? En effet, l'approche globale (mécanique de la rupture linéaire ou non linéaire) est suffisante pour traiter les problèmes de fiabilité de la structure et permet de répondre à de nombreux cas pratiques. Elle paraît mieux satisfaire aux besoins des industriels (approche en ΔK , ou en J cyclique). Mais rappelons qu'il y a plus de 30 ans, les moyens numériques n'étaient pas aussi performants qu'aujourd'hui, les lois de comportement étaient moins précises, et il était beaucoup plus difficile d'accéder aux contraintes et aux déformations près de la pointe de fissure dans un calcul par éléments finis. Mais, avec les outils actuels permettent d'obtenir une description fine de la fissuration de la structure et le développement récent dans le domaine des lois de comportement a permis le développement de l'approche locale. Notons que l'approche locale est adaptée si on est capable d'obtenir un champ précis de contraintes et de déformations à proximité de la pointe de fissure dans des cas complexes (solicitations anisothermes, sollicitations mixtes) mais également si on est capable de bien décrire les mécanismes de rupture dans le critère d'endommagement. Par exemple, dans le cas de la propagation par fatigue, Mc Clintock considère un processus de réamorçage de fissure en avant de la pointe par rupture d'un élément de volume de matière lorsque le critère de rupture est atteint. O. Aslan (Aslan, 2009) a étendu les travaux proposé par Marchal (Marchal, 2006) et a modéliser la propagation de fissure dans les monocristaux base nickel en utilisant un modèle d'endommagement continu cristallographique.

Nous choisissons donc d'utiliser l'approche locale pour modéliser la micro-propagation de fissure sur l'entaille. La stratégie du modèle consiste donc à utiliser le champ de contrainte généré par le défaut pour calculer la durée de vie à l'amorçage de fissure.

4.1.2 L'approche énergétique

La détermination de la durée de vie des composants industriels sous des chargements de fatigue reste aujourd'hui un défi majeur. Coffin et Manson (Coffin, 1954) ont proposé d'utiliser l'amplitude de déformation (plastique) pour décrire la durée de vie à l'amorçage de fissure en fatigue oligocyclique. Ce concept a été étendu au cas des chargements à haute température en introduisant une dépendance au temps, soit par l'effet de l'environnement, soit par une formulation de fluage. Coffin a également étendu ce concept au cas des chargements à différentes fréquences. L'introduction de l'effet de contrainte moyenne (Smith & Al, 1970)(Ostergren, 1976) et de l'amplitude de déformation (strain range partitioning) a également permis d'élargir la capacité de ces modèles (Manson, 1973)(Halford & Al, 1973). D'autres modèles continus utilisent l'amplitude de contrainte et la contrainte maximale. De telles formulations sont capables de traduire un cadre unifié pour la fatigue LCF et HCF. (Chaboche, 1982) (Chaboche et al, 2001). Et, on peut facilement incorporer l'effet de contrainte moyenne (Rider, 1995)(Liu et al, 2008). D'autres propositions permettent d'étendre les modèles continus au cas des chargements multiaxiaux en utilisant une mesure appropriée

de contrainte équivalente. On peut faire un lien entre ces modèles continus et les modèles multiaxiaux qui la plupart du temps utilisent une combinaison adéquate entre la contrainte de cisaillement et la contrainte normale (Dang Van et al, 1993)(Fatemi, 1988). Tous ces modèles ont prouvé leur capacité et sont valides sur un nombre limité d'alliages et de conditions de chargement.

Les ingénieurs cherchent quant à eux, à modéliser des structures par des modèles simples et efficaces. La fatigue oligocyclique est très difficile à modéliser à cause des calculs non linéaires qui sont requis pour ces analyses. En effet, pour obtenir un calcul de durée de vie de la structure étudiée, il faut auparavant identifier le modèle de comportement élasto-plastique ou élasto-visco-plastique ce qui n'est pas aisé. Même si l'importance des comportements plastiques ou viscoplastiques a été reconnue, l'exactitude et l'intégrité des analyses inélastiques reste encore une difficulté majeure dans l'industrie. Un comportement thermo-élastique est alors utilisé dans la plupart des calculs et une analyse simplifiée de type Neuber, sur des zones locales critiques est effectuée.

Aujourd'hui, la robustesse des modèles est un point crucial qui engendre un grand intérêt pour les approches basées sur l'énergie. Une erreur sur un niveau de contrainte et de déformation inélastique peut être minimisée quand l'énergie est utilisée. En fatigue LCF, de nombreux auteurs ont proposé d'utiliser l'énergie inélastique (Skelton, 1991) (Ellyin 1993) et plus récemment de relier les résultats d'amorçage de fissure avec l'énergie plastique dissipée (Charkaluk ,2000) (Jahed et al 2007) (Constantinescu et al, 2004). Constantinescu (Constantinescu et al, 2004) ont montré que le concept de l'énergie dissipée dans une analyse de post-processing permet de prédire l'emplacement de la fissure et donne une bonne estimation de la durée de vie à l'amorçage de fissure.

Cependant, tous ces critères actuels considèrent l'accumulation du dommage au sens large, sans intégrer les détails physiques de l'endommagement. D'après des études expérimentales, la durée de vie à l'amorçage de fissure sur des éprouvettes est composée d'une période d'amorçage de fissure relié à une longueur microstructurale comme la taille des grains dans un matériau polycristallin et une période de propagation de fissure. (Laird et al, 1962)(Rémy ,1984)(Challant et al,1980)(Manson et al,1966). A haute température, la durée de vie en fatigue LCF est principalement constitué de la durée de vie en régime de propagation de fissure. Mais c'est la loi de propagation des petites fissures qui contrôle la durée de vie à l'amorçage (Skelton,1982). De nombreuses lois empiriques ont d'ailleurs été proposées par (Rémy, 1984)((Rémy et al, 1992)(Rémy, 2003)(Rémy et al, 2007) en utilisant notamment le concept de l'intégrale J.

Nous choisissons de présenter un modèle ingénieur capable de traduire les vitesses de propagation de fissure courte en utilisant une approche en énergie.

4.1.3 Le modèle de propagation de fissure de Tomkins

Salomon et Coffin (Solomon et Coffin,1973)(Skelton, 1982) ont réalisé une série de tests en contrôle de déplacement sur des éprouvettes lisses contenant une entaille peu profonde. Ils ont montré que la vitesse de propagation de fissure peut être décrit par la loi empirique suivante :

$$\frac{da}{dN} = Ba^q \quad (4-3)$$

q est un paramètre de l'ordre de l'unité (Skelton, 1988) et B est donné par :

$$B = C \left(\frac{\Delta \epsilon_p}{2} \right)^m$$

Un des avantages de cette loi est que la croissance de petite fissure dans une structure peut être modélisé à partir résultats sur des éprouvettes de laboratoire ou la profondeur de fissure est tel qu'il ne se produisent pas de complaisance significative. Pour de très petites fissure ($a/w < 0.001$) la vitesse de propagation de fissure est indépendant de la longueur de fissure et la relation 4.3 n'est plus valable.

Tomkins (Tomkins, 1968) a proposé une extension du modèle de Bilby (Bilby et al, 1964) en utilisant la théorie des dislocations et en analysant les zones en pointes de fissure en mode I comme une distribution de la zone plastique sur des lignes à $\pm 45^\circ$ de la direction de chargement. Ce modèle permet d'estimer le dommage dû à la croissance de fissure en fonction de l'amplitude de déformation plastique $\Delta \epsilon_p$ et de l'amplitude de contrainte $\Delta \sigma/2$ pour le cas uniaxial en mode I pure :

$$\frac{da}{dN} = \alpha \Delta \epsilon_p a \left[\frac{1}{\cos\left(\frac{\pi \Delta \sigma}{2 T}\right)} - 1 \right] \quad (4-4)$$

ou α est le facteur de forme de la fissure et T est le paramètre de Tomkins. Il est en général associé à la résistance à la rupture.

Pour prendre en compte l'effet de fermeture, on peut alors utiliser la contrainte effective $\sigma_{eff} = \sigma - \sigma_{open}$ au lieu de la contrainte principale. Ce modèle est pertinent car il permet de combiner l'effet de plasticité généré par la fissure et l'effet de contrainte principale lié au type de chargement. Pour ces raisons, le modèle de Tomkins a été largement utilisé pour décrire le comportement des petites fissures en fatigue LCF (Reuchet, Remy, 1983). L'application de cette loi pour notre étude ne semble pas adaptée car la dépendance des vitesses de propagation de fissure serait trop importante par rapport à la description linéaire supposé par le modèle. Ce point a d'ailleurs été étudié par Skelton (Skelton, 1982) sur des aciers ferritiques et bainitiques. De plus, comme le montre le graphe (Figure 4.1-4), le modèle a quelques difficultés pour estimer l'évolution de la vitesse de propagation des fissures courtes sur la gamme des amplitudes de déformations plastiques.

Plusieurs alternatives à ce problème ont été proposées. Des lois purement empiriques ont été utilisées par Skelton qui permettent de décrire indépendamment la variation de vitesse de propagation de fissure avec la longueur de fissure et les paramètres de chargement.

La mécanique linéaire de la rupture est un outil approprié pour décrire des longueurs de fissures suffisamment longues mais limité au chargement élastique. En revanche l'intégrale de Rice J permet de décrire des situations où la plasticité locale est présente. Dowling (Dowling et al 1977) Lamba (Lamba, 1975) ont proposé d'utiliser l'intégrale J pour décrire la vitesse de propagation de fissure, en remplaçant K dans l'équation de Paris par J .

$$da/dN = C.J_{cyclic}^m$$

$$\text{avec } J = J_e + J_p$$

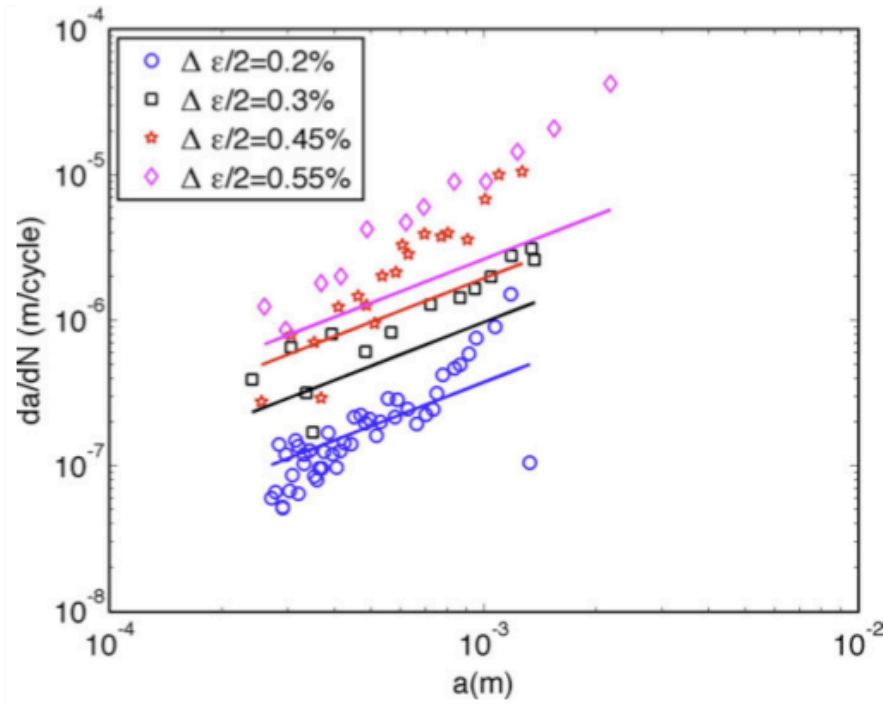


Figure 4.1-4 : Vitesses de propagation expérimental (points) en fonction de la longueur de fissure (test réalisé sur le F17TNB à $T=300^{\circ}\text{C}$, $f=0.05\text{Hz}$ et $R=-1$). Vitesse de propagation obtenue avec le modèle de Tomkins (ligne) en fonction de la longueur de fissure. (Maurel et al, 2009)

Alam (Alam et al, 2007), a proposé un modèle de micro-propagation en utilisant la loi de Basquin qui relie la contrainte appliquée au nombre de cycle à la rupture dans le cas d'un comportement globalement élastique

Cette loi est appliquée au cas de la rupture des éléments « L » en attribuant une vitesse de propagation constante à la fissure créée par la rupture des éléments.

En revanche, la loi de Tomkins est utilisée dans le cas des conditions de plasticité généralisée.

Notre modèle de micro-propagation de fissure est basé sur la description de l'énergie dissipée dans la structure. La formulation générale de la vitesse de propagation de fissure est la suivante :

$$da/dN = f(W)$$

Avec W l'énergie partagée en une part élastique et une part plastique.

4.1.4 Prise en compte du gradient de contrainte près du défaut

Une première difficulté réside dans la prise en compte de l'effet de gradient dans le modèle. Le gradient de contrainte se traduit par une évolution spatiale des contraintes au voisinage d'une géométrie brusquement et fortement perturbée, induite par des impératifs géométriques de conception (une entaille par exemple) ou des défauts métallurgiques (pore, inclusion ...).

Le facteur de concentration de contrainte K_t a souvent été utilisé pour décrire l'effet d'entaille (Neuber, 1969). Il décrit le niveau de contrainte près de discontinuités géométriques (défaut, pore, entaille etc...). Il correspond au rapport des contraintes locales maximales (calculées en

élasticité) sur la contrainte nominale, celle qui serait présente en l'absence de concentration de contrainte.

En 1950, le facteur de concentration de fatigue K_f fut introduit. K_f est donné par la résistance à la fatigue d'une éprouvette lisse sur la résistance à la fatigue d'une éprouvette contenant une entaille. K_f est en général plus petit que K_t .

Plus récemment, Eichlseder (Eichlseder, 2002) a réalisé des simulations numériques pour décrire le gradient de contrainte près des entailles et a intégré ces résultats dans un modèle de fatigue basé sur le concept de contrainte locale. Mais ces travaux ne sont pas réalisés dans le cas de la fatigue multiaxiale et la taille du rayon de courbure est beaucoup plus importante que dans notre cas. En effet, lorsque la géométrie d'entaille est très sévère, c'est-à-dire lorsque son rayon de courbure est très petit, un champ plastique très intense apparaît en fond d'entaille ce qui peut provoquer un amorçage de fissure.

Nadot (Nadot & Billaudeau, 2006) a réalisé des simulations élastoplastiques pour déterminer la distribution de contrainte autour des défauts de différentes géométries et pour différents chargements. Il montre qu'un des paramètres important gouvernant la limite de fatigue est la triaxialité des contraintes près du défaut. Notons que, grâce à une étude expérimentale, Papadopoulos (Papadopoulos & Panoskaltsis, 1996) a analysé le rôle du gradient hydrostatique et déviatorique et a conclu que le gradient de la partie déviatorique de la distribution de contrainte n'était pas influent. Nadot (Nadot & Billaudeau, 2006) utilise alors un critère de fatigue multiaxiale et les résultats montrent que le gradient de pression hydrostatique est un bon paramètre pour caractériser l'influence du défaut sur le comportement en fatigue. De même Morel (Morel et al., 2009) propose d'utiliser, dans le critère de fatigue, une correction du gradient en utilisant la contrainte hydrostatique.

4.2 Présentation du modèle

On propose de reprendre le principe de « process zone » utilisé par Mc Clintock (Mc Clintock, 1963) qui considère la fissuration comme la ruine d'un élément microstructural de taille λ .

Les expériences sur les éprouvettes tubulaires entaillées ont montré qu'il existait deux phases de propagation de fissure. Un premier régime où la vitesse de propagation de fissure est élevée et quasi constante en fonction de a . Le deuxième régime, lorsque la fissure est suffisamment longue, la vitesse de propagation croît avec la longueur de fissure. On peut décrire ce deuxième régime en utilisant les concepts de mécanique de la rupture lorsque la contrainte reste faible. A forte contrainte, on peut utiliser des concepts de mécanique de la rupture élastoplastique, ou en plasticité généralisée, des modèles comme celui de Tomkins (1968) ou la mécanique de l'endommagement avec les concepts de dommage de Rabotnov et Kachanov, étendus à la fatigue par J.L. Chaboche notamment (1982). Mais, l'analyse expérimentale (sur les éprouvettes tubulaires entaillées) et l'étude numérique (calcul éléments finis) ont été réalisées ici, dans le cadre de la plasticité confinée.

On considère un processus d'amorçage répété où l'élément de volume microstructural à la pointe de la fissure suit un critère local.

Dans le cas présent, on peut décrire l'endommagement dans un post-traitement de la loi de comportement sans endommagement. C'est la démarche qui a été utilisée dans des modèles précédents (Rémy 1994, Rémy 2003, Rémy et al. 2007) : dans ce cas, on considère que l'endommagement se cumule sur un élément microstructural sain de taille λ , et quand un critère est atteint, la ruine de l'élément est obtenue.

La propagation de fissure s'effectue généralement sur des plans octaédriques $\{111\}$, on associe donc un endommagement à ces plans.

L'endommagement global de l'élément est défini comme le ratio entre l'extension de fissure dans le plan de glissement suivant la direction de glissement et la taille de l'élément microstructural.

Et l'incrément de dommage est la somme d'une composante liée à l'énergie de dilatation et d'une composante liée à l'énergie plastique.

$$\left| \frac{1}{\lambda} \frac{da}{dN} \right| = \left| \frac{d\delta_{dilatation}}{dN} \right| + \left| \frac{d\delta_{plasticité}}{dN} \right| \quad (4-5)$$

avec $d\delta_{dilatation}$ le dommage lié à l'énergie de dilatation et $d\delta_{plasticité}$ le dommage lié à l'énergie plastique.

4.2.1 Choix de l'élément de volume

L'élément de volume doit être le plus petit élément représentatif des mécanismes mis en jeu et n'a un sens que s'il est relié à la microstructure. Dans ces conditions, la taille de la « process zone » est un élément microstructural. La taille de l'élément peut être d'un ou quelques grains pour les alliages polycristallins à grains fins, ou d'une taille de dendrite secondaire dans les alliages de fonderie (Rezaï-Aria & Rémy, 1989; Rémy et al., 1993; Rémy, 1993).

Mais dans notre cas, on utilise le résultat de calcul par éléments finis pour le modèle. Le premier élément en fond d'entaille a une taille de $2.8 \mu\text{m}$ puis la taille augmente progressivement plus on s'éloigne du fond de l'entaille (figure 3.2-2 du chapitre 3). Les énergies élastiques et plastiques utilisées dans les équations du modèle sont calculées sur l'élément en pointe de fissure.

Il n'est plus possible d'utiliser le concept d'élément microstructural (taille λ) ; on choisit donc d'utiliser la dimension Δx de la maille en pointe de fissure, où on considère que la contrainte est homogène.

La taille de l'élément changeant au fur et à mesure que l'on s'éloigne du fond d'entaille, on doit donc considérer un effet d'échelle.

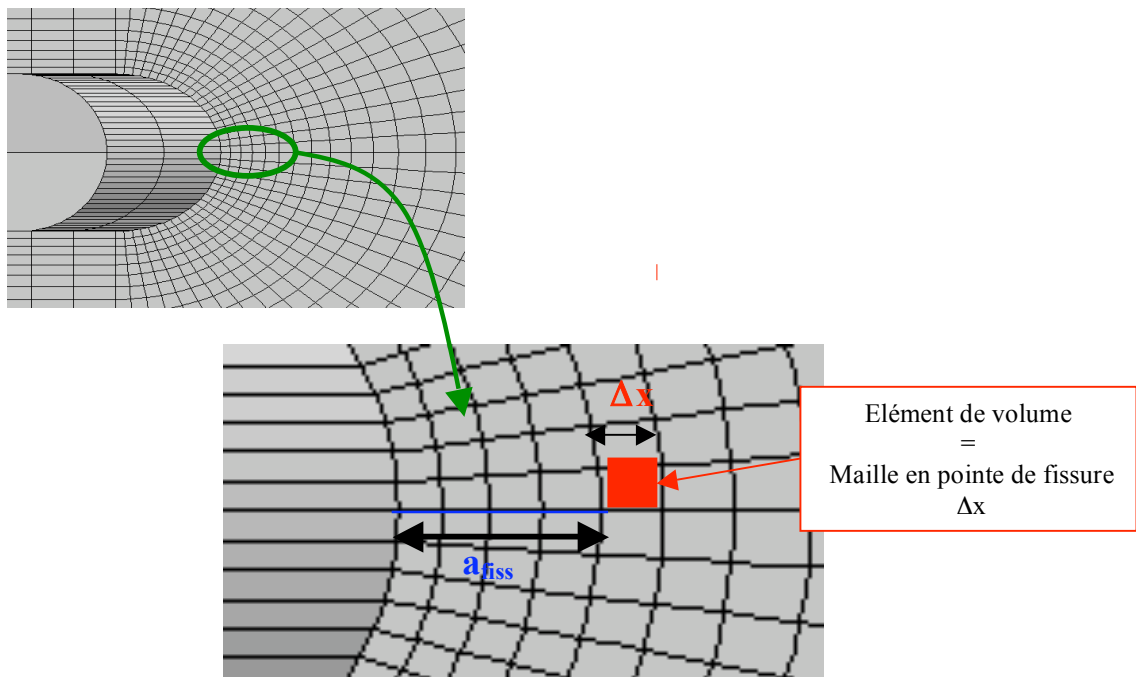


Figure 4.2-1 : représentation de l'élément de volume dans la structure.

4.2.2 Les équations du modèle basées sur une formulation énergétique

Nous proposons d'utiliser une approche énergétique pour décrire la vitesse de propagation de fissure. Nous savons qu'à l'échelle microscopique, la croissance de fissure peut être la conséquence de la localisation de déformation sur des plans de glissements, mais en mode I, la fissuration macroscopique est dominante et associée à la contrainte normale. Ce qui suggère que l'endommagement est créé par la combinaison d'une part liée à la contrainte normale (échelle macroscopique) et d'une part liée à la localisation de la déformation (échelle microscopique).

L'énergie est donc partagée en deux types d'énergie :

- L'énergie de dilatation liée à l'ouverture de fissure,
- L'énergie plastique.

L'équation de densité d'énergie est la suivante :

$$dW = dW_{dila} + dW_{dist} \quad (4-6)$$

L'énergie de dilatation est exprimée par :

$$dW_{dila} = P_h \frac{dP_h}{B} \quad (4-7)$$

où $\langle v \rangle$ représente la partie positive de v .

P_h représente la pression hydrostatique obtenue sur un cycle stabilisé du calcul par éléments finis au pic de traction dans l'élément de volume (la maille associée à une longueur de fissure considérée devant l'entaille Figure 4.2-1). B est le module de compressibilité : $B = \frac{C_{11} + 2C_{12}}{3}$

L'énergie de dilatation est associée à la partie en traction du cycle.

Dans le cas d'un chargement de fatigue uniaxial en traction/compression, et spécialement en mode I, il nous semble raisonnable de limiter le nombre de degrés de liberté laissé par le modèle. Nous choisissons de ne garder que la partie plastique de l'énergie de distorsion. La part élastique de l'énergie de distorsion est à considérer dans le cas de chargement HCF (High cycle fatigue) ou pour des chargements multiaxiaux. L'énergie plastique est calculée sur tout le cycle stabilisé en fonction de la cission et des glissements plastiques sur les 12 systèmes de glissements octaédriques.

L'énergie plastique est exprimée par :

$$dW_p = \sum_s \tau^s d\gamma_p^s \quad (4-8)$$

Où s est un système de glissement octaédrique, τ^s est la cission sur le système s et γ_p^s est le glissement du système s .

Dans un premier temps, analysons les valeurs des énergies élastique et plastique près du fond d'entaille :

Le graphe (Figure 4.2-2) montre l'énergie de dilatation en fonction de x , la distance à partir du milieu de l'entaille. C'est le chargement à 650°C, qui entraîne le plus d'énergie élastique près du fond d'entaille pour les conditions d'essais utilisées. On constate que le niveau de fréquence n'a pas d'effet sur l'énergie élastique.

Sur le graphe (Figure 4.2-3), est tracée l'énergie plastique en fonction de x , la distance à partir du milieu de l'entaille. On constate que plus l'amplitude de déformation est grande plus le gradient de plasticité est important. On constate également qu'une fréquence élevée entraîne un gradient plus faible.

Dans tous les cas, l'effet de gradient est présent pour une longueur x inférieure à 0.4 mm. Cette grandeur correspond à quasiment deux fois la demi-longueur de l'entaille ($2a_0$). C'est le gradient de plasticité qui induit le haut niveau de vitesse de propagation de fissure du fond d'entaille observé expérimentalement jusqu'à une longueur de fissure d'environ 0.4 mm (stade 1). Une fois cette zone dépassée, la vitesse de propagation décroît jusqu'à une valeur minimale (Stade 2). Enfin, la vitesse de propagation de fissure progresse finalement en fonction de a (Stade 3). Le premier stade ne peut pas être décrit rigoureusement à l'aide de la mécanique de la rupture, en revanche les deux autres stades le peuvent, en intégrant la notion de Kouv et sa variation avec la longueur de fissure, dont on a déjà souligné la difficulté de calcul.

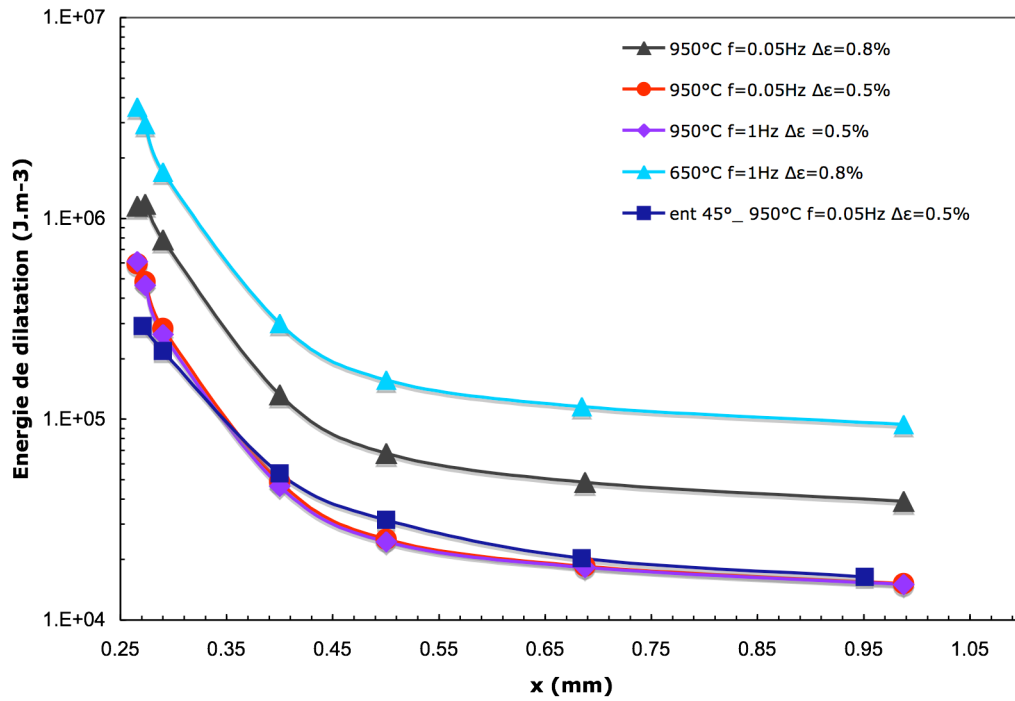


Figure 4.2-2 : Evolution de la densité volumique d'énergie de dilatation en fonction de la distance à partir du milieu de l'entaille ($x=a_0+\Delta a$)

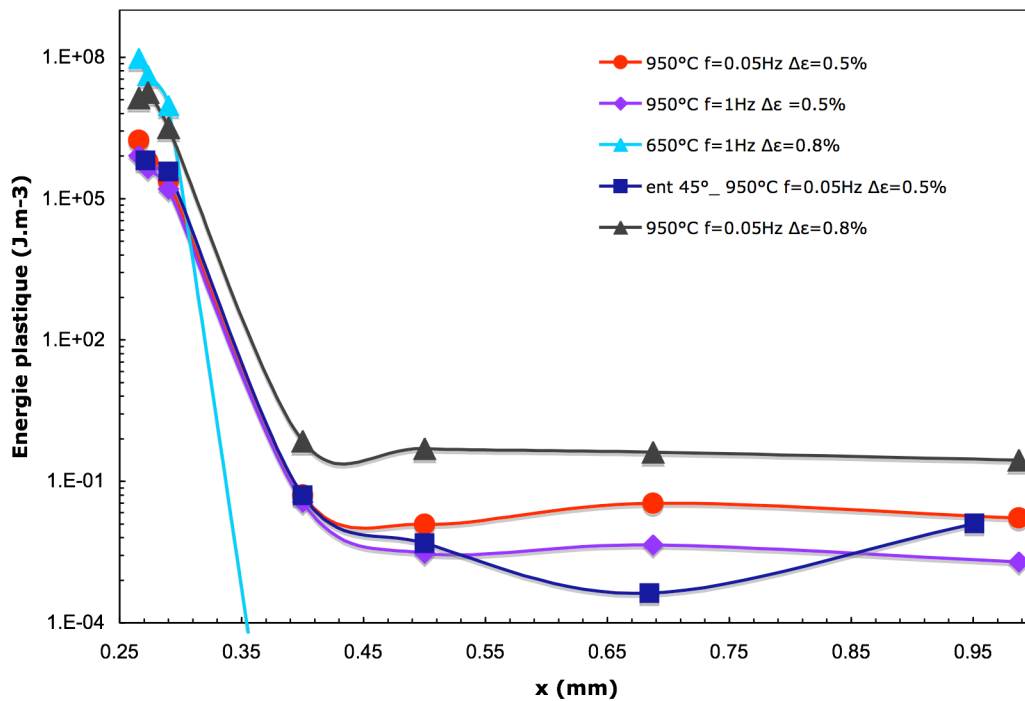


Figure 4.2-3 : Evolution de la densité volumique d'énergie plastique en fonction de la distance à partir du milieu de l'entaille ($x=a_0+\Delta a$)

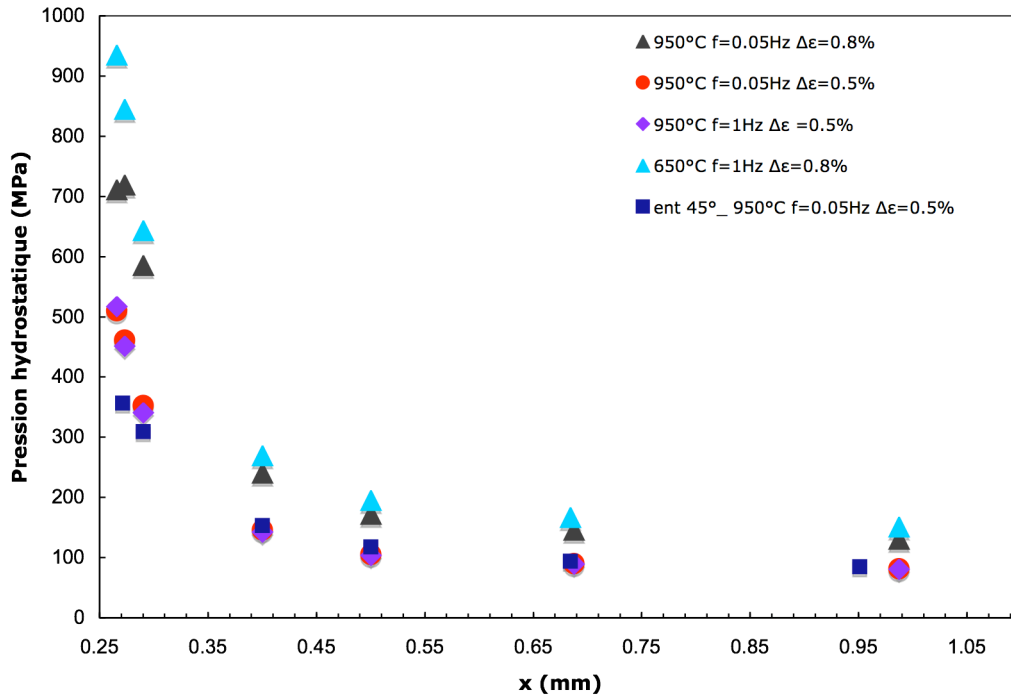


Figure 4.2-4 : Evolution de la pression hydrostatique en fonction de la distance à partir du milieu de l'entaille ($x=a_0+\Delta a$)

Ces constatations nous permettent de mettre en évidence plusieurs points :

- Le niveau de déformation imposé influe sur l'importance du gradient plastique,
- A 650°C, la propagation de fissure près du fond d'entaille est essentiellement contrôlée par l'élasticité. En effet, l'énergie de dilatation est plus élevée que l'énergie plastique en fond d'entaille. En revanche, à 950°C, la propagation de fissure est essentiellement contrôlée par l'énergie plastique.

Le niveau de fréquence a un effet sur l'énergie plastique. Plus la fréquence est basse, plus l'énergie plastique est importante.

Près de l'entaille, on considère que la vitesse de propagation de fissure ne dépend pas de la longueur de fissure mais uniquement de l'énergie générée par le défaut.

On utilise une relation « puissance » entre la vitesse de propagation de fissure et l'énergie élastique et plastique.

Chaque incrément de dommage par cycle dD est relié à un incrément de fissure da rapporté à la longueur de l'élément de volume Δx .

$$\frac{dD}{dN} = \frac{1}{\Delta x} \left(\frac{da}{dN} \right) = \left(\frac{W_{dila}}{W_{dila,r}} \right)^{n_{op}} + \left(\frac{W_p}{W_{p,r}} \right)^{n_{shear}} \quad (4-9)$$

La vitesse de propagation à l'ouverture et la vitesse de propagation en cisaillement sont décrites par :

$$\left(\frac{da}{dN}\right)_{op} = \Delta x \left(\frac{W_{dila}}{W_{op,r}}\right)^{n_{op}} \quad \text{Et} \quad \left(\frac{da}{dN}\right)_p = \Delta x \left(\frac{W_p}{W_{p,r}}\right)^{n_p} \quad (4-10)$$

Où $W_{dila,r}$ et $W_{p,r}$ sont des paramètres du modèle qui représentent les énergies de rupture. n_{op} et n_{shear} sont deux paramètres supplémentaires.

On a pu observer, sur la Figure 4.2-2 et la Figure 4.2-3, que les contributions de l'énergie plastique et de l'énergie de dilatation sont différentes. Nous devons respecter cette part de contribution dans l'ajustement des paramètres.

4.2.3 Prise en compte de l'effet d'échelle

L'effet d'échelle se traduit en fatigue par le fait qu'à contrainte égale, une pièce de plus grande dimension présentera une plus faible durée de vie. L'effet d'échelle (sans l'effet de gradient), est celui que l'on a en traction compression. Plus une pièce est de grande dimension, plus la probabilité de trouver un défaut (une porosité, inclusion) qui conduira à l'amorçage d'une fissure de fatigue sera grande et ceci indépendamment de l'effet de gradient que nous venons de décrire. Dans le cas de l'éprouvette tubulaire entaillée, les deux phénomènes se produisent simultanément.

La taille d'élément dans le maillage est beaucoup plus faible que le volume de l'éprouvette tubulaire. On peut simplement essayer de décrire l'effet d'échelle sur la résistance $W_{op,r}$ et $W_{shear,r}$. On peut supposer que cette résistance est distribuée suivant une loi de Weibull (1951), comme cela se fait souvent pour les matériaux fragiles, céramiques massives ou fibres, ou pour les aciers (Mudry, 1982).

La loi de Weibull admet une fonction de répartition de la forme :

$$F(x) = 1 - \exp\left[-\frac{(x - x_u)^m}{x_0}\right] \quad (4-11)$$

m est le module de Weibull ; x est par exemple la contrainte de rupture σ_c pour un volume V . Dans l'article original de Weibull (Weibull, 1951), x_u est souvent une valeur non nulle. Dans l'application à la rupture, x_u est en général prise égale à zéro. La loi de Weibull devient :

$$F(x) = 1 - \exp\left[-\left(\frac{\sigma}{\sigma_0}\right)^m \frac{V}{V_0}\right] \quad (4-12)$$

La valeur moyenne est donnée par la relation suivante (S. Aï vazian et al. 1983) :

$$E\left\langle\frac{\sigma}{\sigma_0}\right\rangle = \frac{\bar{\sigma}}{\sigma_0} = \left(\frac{V}{V_0}\right)^{-\frac{1}{m}} \Gamma\left(1 + \frac{1}{m}\right) \quad (4-13)$$

$$\text{où } \Gamma(x) = \int x^{z-1} \exp(-x) dx. \quad (4-14)$$

Dans les aciers, m peut prendre la valeur de 20 à 24 et la valeur de Γ est proche de 0.97 (Hahn et al. 1971, Mudry, 1982).

Dans notre cas, où la formulation est de type énergie, on applique la relation de Weibull sur la résistance $W_{dila,r}$ et $W_{p,r}$.

On obtient :

$$W_{dila,weib} = W_{dila,r} \left(\frac{V}{V_0} \right)^{-\frac{1}{m}} \quad \text{et} \quad W_{p,weib} = W_{p,r} \left(\frac{V}{V_0} \right)^{-\frac{1}{m}} \quad (4-15)$$

avec V , le volume de l'élément (la maille) situé en pointe de fissure et V_0 un volume microstructural. Le volume V_0 est pris comme un cube de 0,3 mm d'arête, correspondant à la taille de dendrite primaire.

$W_{dila,r}$ et $W_{p,r}$ sont les paramètres du modèle à identifier et m le module de Weibull.

4.2.4 Prise en compte des effets d'oxydation

Fleury a montré sur l'AM1, que l'exposition à l'air sous haute température suivie d'une sollicitation en fatigue à moyenne température est particulièrement endommageant. Ceci suggère qu'il y a une fragilisation du matériau à la pointe de fissure lors de l'exposition à haute température. On a montré au cours du chapitre II les effets de l'oxydation sur la propagation de fissure et les origines de la fragilisation. De nombreux travaux ont été réalisés pour quantifier l'oxydation. Au même titre que la plasticité augmente la vitesse de propagation tout près du défaut, la fragilisation due à la pénétration d'oxygène en pointe de fissure augmente également la vitesse de propagation. On se propose de reprendre ces analyses pour enrichir la formulation du modèle de micro-propagation de fissure.

Fleury (Fleury, 1991) puis Marchal (Marchal, 2006) ont tous les deux réalisé plusieurs traitements d'oxydation sous air. La procédure introduite dans (Rezzai-Rémy 1989), est la suivante : une préfissuration est réalisée à 650°C. L'éprouvette est maintenue à haute température pendant plusieurs heures (de 10h à 1000h), puis l'essai de fissuration est réalisé. Le maintien à haute température induit une fragilisation de la pointe de fissure créée lors de la phase de pré-fissuration, ce qui a pour conséquence une vitesse de propagation élevée en début d'essai de fissuration. Sur les faciès, la zone fragilisée est caractérisée par un liseré (Figure 4.2-5). Les mesures de la longueur fragilisée l_f en fonction de la durée du traitement thermique ont montré qu'elle suivait la relation suivante :

$$L_f = \alpha t^{\frac{1}{4}} \quad (4-16)$$

avec α la constante d'oxydation dont la valeur est comprise entre $1,36.10^{-6}$ et $2,54.10^{-6} \text{ m.s}^{-1/4}$ pour les éprouvettes traitées à 950°C.

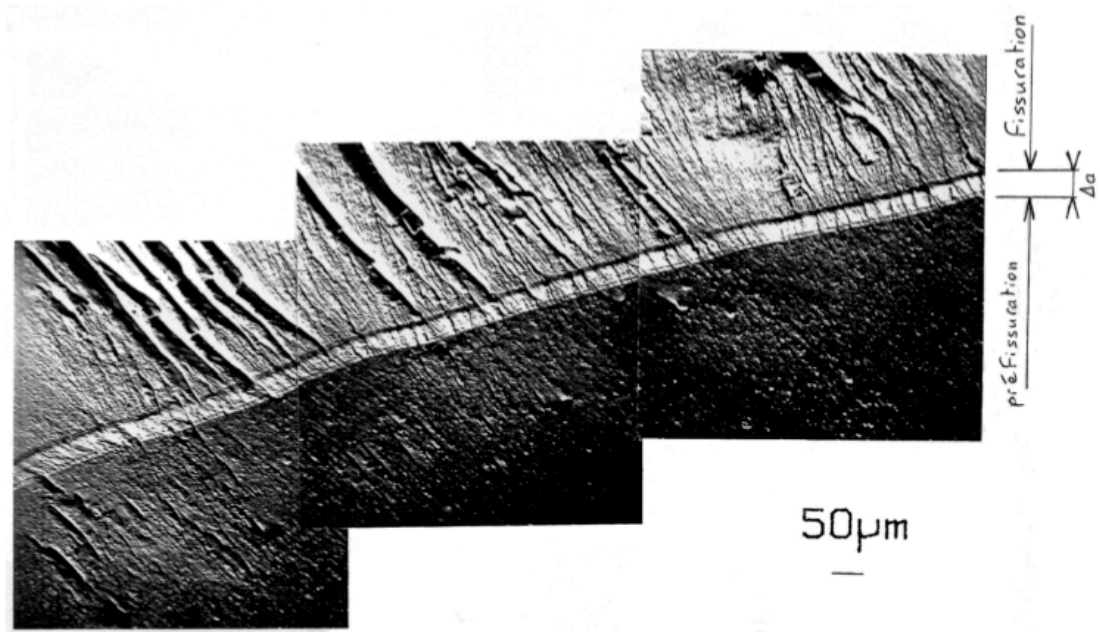


Figure 4.2-5 : Micrographie MEB du faciès d'une éprouvette d'AM1 (001)[100] oxydée à 950°C pendant 100h, puis testée à 650°C (Fleury,1991)

De nombreux auteurs ont montré que la longueur fragilisée est beaucoup plus importante que la longueur oxydée (Rezai-Aria, 1986, Malpertu, 1987, Francois, 1989 ; Rezai-Aria et Rémy, 1989 ; Rémy et al, 1993 ; Bernède, 1994). Une synthèse, portant sur les effets de l'oxydation sur la fatigue et le fluage ainsi que les mécanismes d'interaction entre l'oxydation et la fatigue est disponible, a été effectuée par Rémy (Rémy, 1992).

Bernède a étudié l'influence d'un chargement cyclique à 650°C sur la pénétration d'oxyde intergranulaire dans l'Astrolloy (alliage base Nickel obtenu par métallurgie des poudres). Il montre que la profondeur d'oxyde augmente lorsque l'éprouvette est chargée. Il propose de modéliser ceci par :

$$\left(\frac{\alpha_p}{\alpha_0}\right)^4 = 1 + \left(\frac{\Delta\varepsilon_{in}}{\varepsilon^*}\right)^p \quad (4-17)$$

Les résultats d'essais de fragilisation sur l'AM1 permettent de mesurer la profondeur du pic d'oxyde à la pointe de la fissure. En reportant pour chaque éprouvette $(l_{ox}^4) / t$ en fonction de $(\Delta\varepsilon_{in}^2) / 4$, on peut trouver les paramètres α_0 et ε^* de l'équation 4.17.

Nous reprenons ces différents constats pour introduire l'effet de l'oxydation sur la micro-propagation de fissure. Nous présentons ci-dessous les équations de l'oxydation telles qu'elles sont introduites dans le modèle.

Les mesures d'oxydation sur l'AM1 révèlent une cinétique d'oxydation définie par la mesure de la profondeur d'oxyde l_{ox} :

$$l_{ox} = \alpha(T)\Delta t^{\frac{1}{4}} \quad (4-18)$$

où $\alpha_0(T)$ est la constante d'oxydation à la température T et Δt la période du cycle. Les travaux antérieurs ont montré que la constante α_0 suivait une loi d'Arrhenius en fonction de la température définie par :

$$\alpha_0(T) = \alpha_{0,0} \exp\left(-\frac{Q}{RT}\right) \quad (4-19)$$

où T est la température en Kelvin, $R=8.315 \text{ J.K}^{-1}$ et Q une énergie d'activation.

A partir de nombreux essais réalisés sur l'AM1, la constante d'oxydation est décrite pour différentes formes de cycles et amplitudes de déformation par la relation suivante :

$$\alpha^4 = \alpha_0^4(T) \left[1 + \left(\frac{\Delta\gamma_p}{2\varepsilon^*} \right)^2 \right] \quad (4-20)$$

où $\Delta\gamma_p$ représente les glissements octaédriques cumulés et ε^* est une constante.

Alam (Alam et al,2003) montre également que la zone fragilisée dans l'AM1 est de 4 fois la zone oxydée, soit :

$$l_f = P.l_{ox} \quad (4-21)$$

Avec $P=4$.

Avant d'introduire l'effet de l'oxydation dans les relations d'énergie à la rupture, il faut comparer la longueur fragilisée à la longueur de l'élément de volume étudié. En effet, lorsque la longueur fragilisée est inférieure à la longueur de l'élément de volume (configuration (a) de la figure 4.2.6), l'énergie à la rupture s'écrit :

$$W_{dila,ox} = W_{dila.weib} \left[1 - \left(\frac{l_f}{\Delta x} \right) (1 - f_{emb}) \right] \quad (4-22)$$

et

$$W_{p,ox} = W_{p.weib} \left[1 - \left(\frac{l_f}{\Delta x} \right) (1 - f_{emb}) \right]$$

où f_{emb} est le facteur de fragilisation.

Dans le cas où la longueur fragilisée est plus grande que la longueur de l'élément Δx , (configuration (b) de la figure 4.2.6), on ne peut plus utiliser la relation 4.22 à cause du rapport $(l_f / \Delta x)$. L'énergie à la rupture s'écrit en fonction du facteur de fragilisation :

$$W_{dila,ox} = W_{dila.weib}(f_{emb}) \quad (4-23)$$

et

$$W_{p,ox} = W_{p.weib}(f_{emb})$$

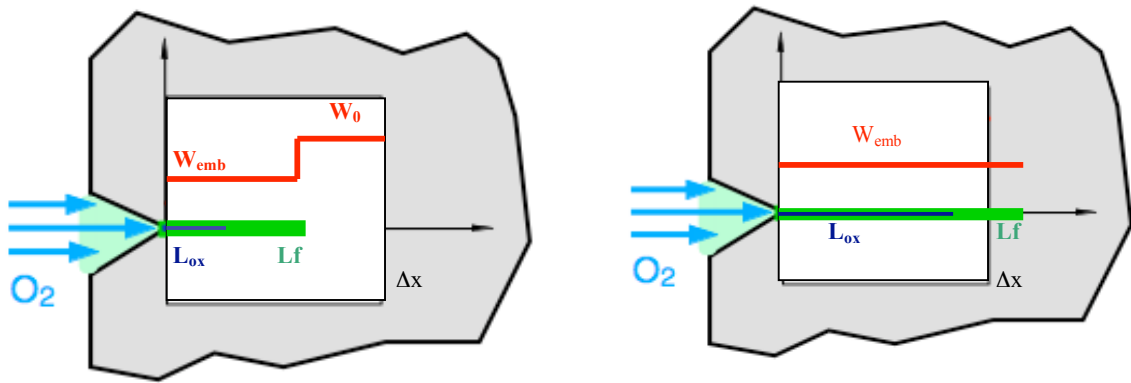


Figure 4.2-6 Représentation de la fragilisation du matériau dans le cas où (a) la longueur fragilisée est inférieure à la taille de l'élément $l_f < \Delta x$ et (b) la longueur fragilisée est supérieure à la taille de l'élément $l_f > \Delta x$

Nous proposons ci-dessous un récapitulatif des équations du modèle.

$\frac{da}{dN} = \left(\frac{da}{dN} \right)_{op} + \left(\frac{da}{dN} \right)_p$	
Ouverture	Cisaillement
$\left(\frac{da}{dN} \right)_{op} = \Delta x \left(\frac{W_{dila}}{W_{dila,ox}} \right)^{n_{op}}$	$\left(\frac{da}{dN} \right)_p = \Delta x \left(\frac{W_p}{W_{p,ox,r}} \right)^{n_p}$
Effet d'échelle	
$W_{dila,weib} = W_{dila,r} \left(\frac{V}{V_0} \right)^{-\frac{1}{m}}$	$W_{p,weib} = W_{p,r} \left(\frac{V}{V_0} \right)^{-\frac{1}{m}}$
<p style="text-align: center;">Oxydation</p> $l_f = P \cdot l_{ox}$ $l_{ox} = \alpha(T) \Delta t^{\frac{1}{4}}$ $\alpha^4 = \alpha_0^4(T) \left[1 + \left(\frac{\Delta \gamma_p}{2\varepsilon^*} \right)^2 \right]$ $\alpha_0(T) = \alpha_{0,0} \exp \left(-\frac{Q}{RT} \right)$	
<p style="text-align: center;">Si $l_f < \Delta x$</p> $W_{dila,ox} = W_{dila,weib} \left[1 - \left(\frac{l_f}{\Delta x} \right) (1 - f_{emb}) \right]$ <p style="text-align: center;">Si $l_f > \Delta x$</p> $W_{dila,ox} = W_{dila,weib} (f_{emb})$	<p style="text-align: center;">Si $l_f < \Delta x$</p> $W_{p,ox} = W_{p,weib} \left[1 - \left(\frac{l_f}{\Delta x} \right) (1 - f_{emb}) \right]$ <p style="text-align: center;">Si $l_f > \Delta x$</p> $W_{p,ox} = W_{p,weib} (f_{emb})$

Tableau 4.2-1 : Récapitulatif des équations du modèle

4.3 Identification du modèle

4.3.1 La base de données expérimentale disponible

Pour identifier le modèle, nous avons besoin de connaître la vitesse de propagation de fissure expérimentale en fonction de la longueur de fissure propagée à partir de l'entaille. Nous disposons des cinq essais de micro-propagation de fissure réalisés sur les éprouvettes tubulaires entaillées pour différents chargements (rappelés dans le Tableau 4.3-1). Mais ce n'est pas suffisant pour gérer les différents effets (température, fréquence). Nous avons donc recherché des données d'essais d'amorçage sur des pores naturels, effectués à différentes fréquences et températures. En utilisant la technique des répliques (Voir Chap II.2.4), E. Fleury a pu mesurer des durées de vie à l'amorçage de fissure de 0.3 mm à partir de pores. Notons que les essais d'E. Fleury ont été réalisés à un rapport de charge de -1, comme pour les essais sur éprouvettes tubulaires entaillées. De plus, nous avons montré au chapitre II (fig 2.3-11) que, pour un même chargement, les durées de vie N_f (nombre de cycles pour une longueur de fissure de 1mm) sont quasiment égales aux durées de vie des éprouvettes LCF d'E. Fleury. La différence de géométrie des éprouvettes n'a donc pas trop d'effet sur la durée de vie. Nous pourrions donc utiliser cette base supplémentaire pour identifier les paramètres du modèle pour une longueur de fissure $a = 0.3$ mm, en plus de nos essais sur les éprouvettes tubulaires entaillées pour lesquelles nous avons des données pour plusieurs distances devant le fond d'entaille.

Nom	Température	Fréquence	Amplitude de déformation	Orientation de l'entaille par rapport au plan médian de l'éprouvette
X6660E	650°C	1Hz	0.8%	0°
X6660J	950°C	1Hz	0.5%	0°
X6660A	950°C	0.05Hz	0.5%	45°
X6660D	950°C	0.05HZ	0.5%	0°
X6660B	950°C	0.05Hz	0.8%	0°

Tableau 4.3-1 : Base de données expérimentale sur éprouvettes tubulaires entaillées

4.3.2 Identification des paramètres du modèle sur un élément de volume

Dans ce paragraphe, nous présentons la méthodologie appliquée pour identifier les paramètres du modèle.

On choisit d'analyser les vitesses de propagation de fissure pour une longueur de 23 μ m du fond d'entaille :

$$a = a_0 + \Delta a = 0.273 \text{ mm}$$

Les données d'essais d'E. Fleury ont été calculées pour une longueur de fissure de 0.3 mm.

On utilise les données d'amorçage de fissure d'une longueur de 0.3mm d'E. Fleury en négligeant la présence du pore et en faisant l'hypothèse que la vitesse de propagation moyenne est de l'ordre de 0.3 mm divisé par le nombre de cycle obtenu pour cette longueur.

Les premiers paramètres que nous jugeons les plus faciles à caler sont les exposants n_{op} et n_{shear} de la relation 4.10 pour chaque température. Ce sont eux qui permettent d'avoir la pente entre les énergies et les vitesses de propagation estimées dans un diagramme bilogarithmique. A 650°C, nous n'avons qu'une valeur d'énergie en fonction de la vitesse expérimentale correspondant à l'essai sur éprouvette tubulaire entaillée. Nous nous servons donc des données d'essais de Fleury pour caler les valeurs de n_{op} et n_{shear} à 650°C. Nous faisons de même à 950°C et nous nous assurons que cette pente est valable sur nos essais.

Une fois la pente déterminée, nous calons les paramètres d'énergie à la rupture $W_{op,r}$ et $W_{shear,r}$ qui ont pour effet de translater les points horizontalement en conservant la pente sur les données expérimentales de Fleury. Précisons que nous calons les paramètres d'énergie à la rupture de manière à reproduire, sur les vitesses de propagation estimées par le modèle, les parts d'énergie de dilatation et d'énergie plastique observées pour chaque température et chaque niveau de fréquence. Par exemple, pour le chargement à 950°C à une fréquence de 0.05Hz, la part d'énergie plastique est bien plus importante que la part d'énergie de dilatation. On espère donc obtenir un niveau de vitesse de propagation lié à l'énergie de dilatation plus faible que le niveau de vitesse de propagation lié à l'énergie plastique.

Enfin, nous déterminons le module de Weibull m qui permet de prendre en compte l'effet d'échelle sur les données correspondant aux éprouvettes tubulaires entaillées.

4.4 Résultats du modèle

Nous présentons les résultats de l'identification du modèle pour une longueur de fissure $a = 0.273$ mm. Le graphe (Figure 4.4-1) représente l'énergie de dilatation en fonction des vitesses de propagation. On compare les vitesses de propagation expérimentales avec les vitesses de propagation estimées par le modèle correspondant à l'énergie de dilatation. On constate que les vitesses liées à l'énergie de dilatation, estimées par le modèle pour les chargements à 950°C et 0.05Hz, sont très faibles par rapport aux vitesses expérimentales. Ceci s'explique par le fait que la part due à l'énergie de dilatation est inférieure à la part due à l'énergie plastique. Sur le graphe (Figure 4.4-2), on peut vérifier que pour ces chargements, les vitesses de propagation, dues à la part d'énergie plastique, estimées par le modèle sont quasiment égales aux vitesses expérimentales. Pour les essais à 650°C, les parts de l'énergie de dilatation et de l'énergie plastique sont quasiment égales, ce qui induit des niveaux de vitesse associés équivalents. Pour le chargement à 950°C et à 20Hz, les faibles niveaux de vitesse sont contrôlés par la part due à l'énergie de dilatation. En revanche, les plus hauts niveaux de vitesse sont principalement contrôlés par l'énergie plastique.

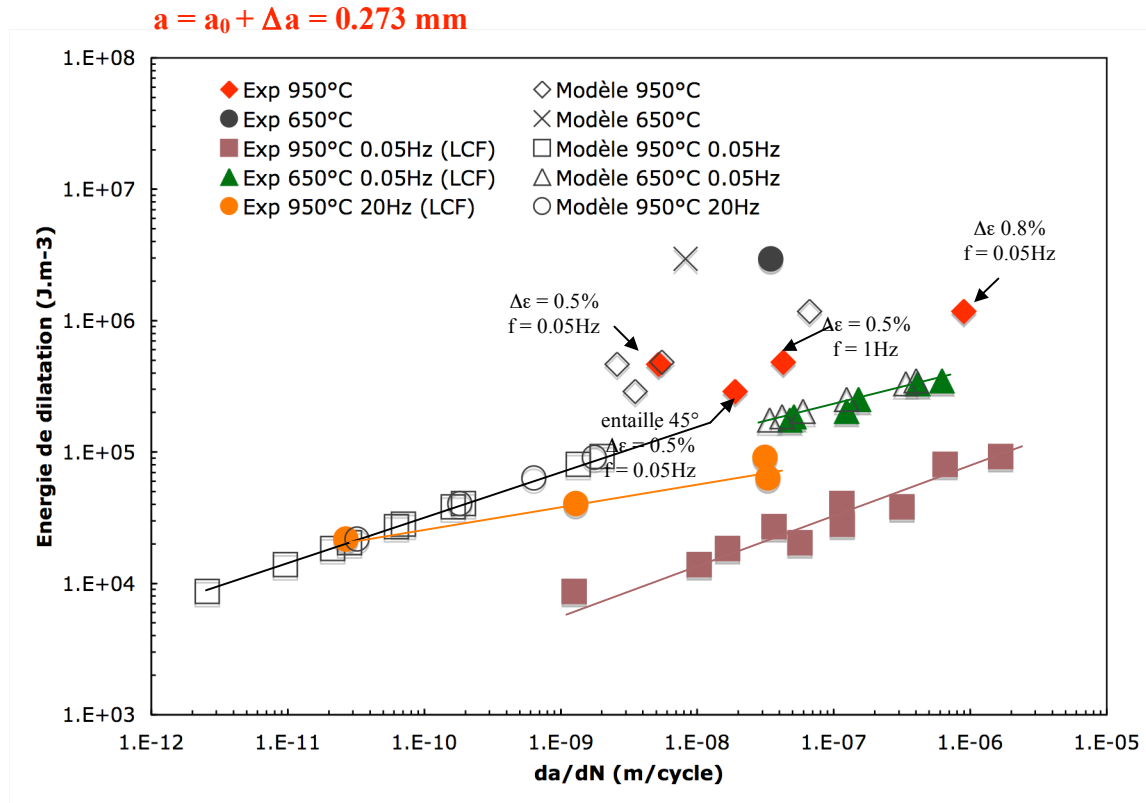


Figure 4.4-1 Evolution de la densité d'énergie volumique de dilatation en fonction des vitesses de propagation : Comparaison entre les vitesses de propagation estimées par le modèle et les vitesses expérimentales. ($a_0 + \Delta a = 0.273 \text{ mm}$)

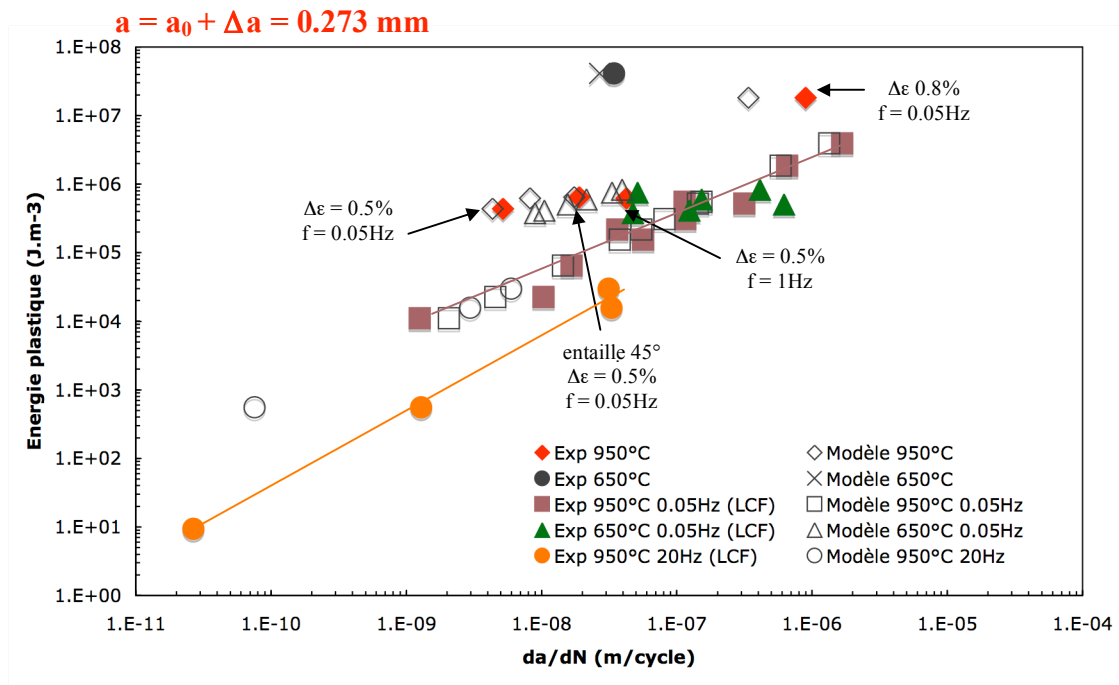


Figure 4.4-2 : Evolution de la densité d'énergie volumique plastique en fonction des vitesses de propagation : Comparaison entre les vitesses de propagation estimées par le modèle et les vitesses expérimentales. ($a_0 + \Delta a = 0.273 \text{ mm}$)

Le graphe (Figure 4.4-3) représente l'énergie totale en fonction des vitesses de propagation expérimentales et estimées par le modèle. On constate que les valeurs de vitesses de propagation d'une fissure de longueur $a=0.273$ mm estimées par le modèle sont proches des valeurs de vitesses expérimentales. De plus, le modèle permet de reproduire correctement l'effet de fréquence. Cependant, le modèle admet quelques difficultés pour simuler le niveau de vitesse pour l'essai avec l'entaille à 45° . Il est évident qu'il nous faudrait davantage de données expérimentales sur des éprouvettes tubulaires entaillées à 45° pour mieux comprendre les effets de la viscosité. Mais on peut dorénavant affirmer qu'une entaille orientée à 45° par rapport au chargement admet une énergie plastique bien plus importante que l'énergie de dilatation. De plus, il semble que pour un même chargement, l'énergie plastique soit plus élevée pour une entaille orientée à 45° que pour une entaille orientée à 0° .

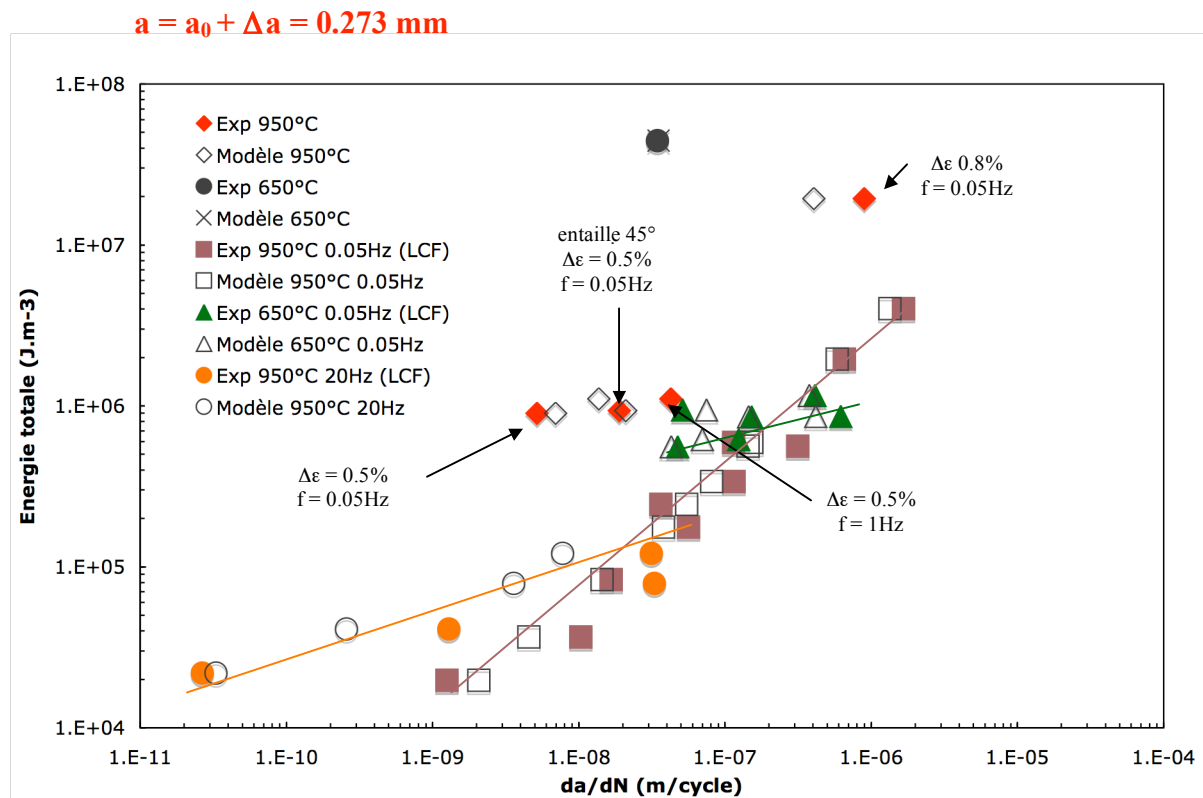


Figure 4.4-3 : Evolution de densité d'énergie volumique totale en fonction des vitesses de propagation : Comparaison entre les vitesses de propagation estimées par le modèle et les vitesses expérimentales. ($a_0 + \Delta a = 0.273$ mm)

Si on applique le modèle avec le même jeu de paramètres pour une longueur de fissure $a = 0.265$ mm, on obtient les résultats Figure 4.4-4. On constate que ce jeu de paramètres convient également pour cette longueur de fissure.

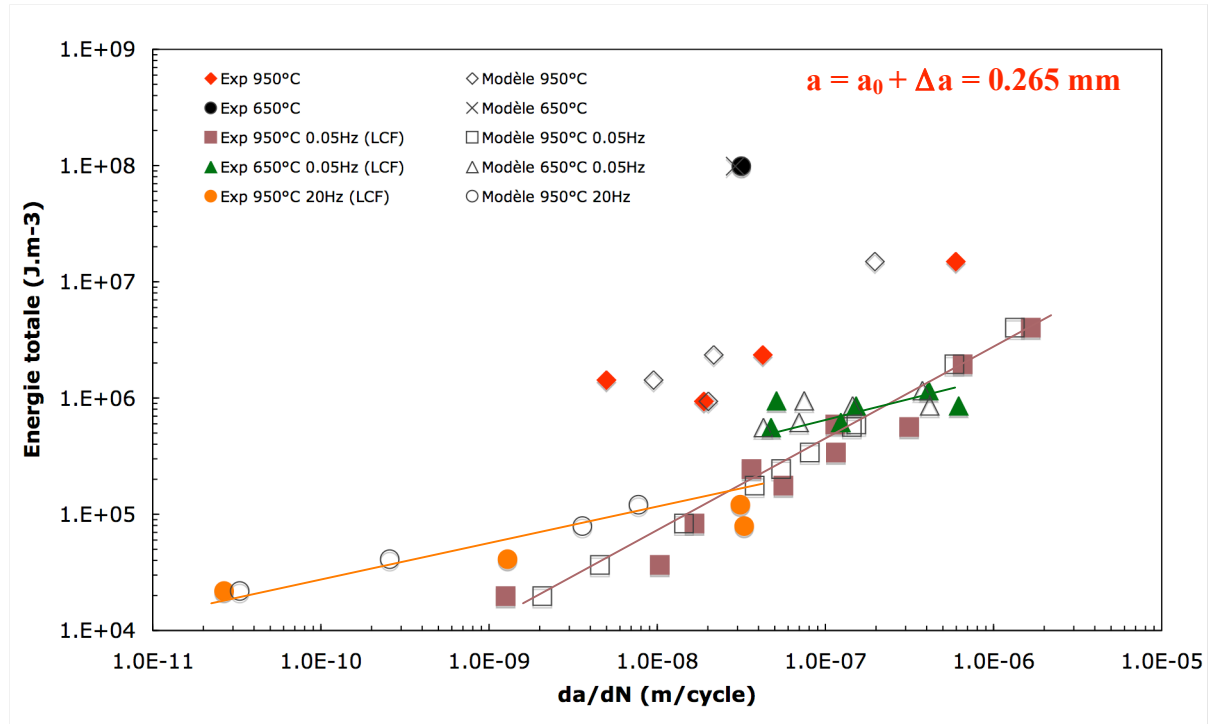


Figure 4.4-4 : Evolution de la densité d'énergie volumique totale en fonction des vitesses de propagation : Comparaison entre les vitesses de propagation estimées par le modèle et les vitesses expérimentales. ($a_0 + \Delta a = 0.265 \text{ mm}$)

On présente les résultats précédents du modèle dans un diagramme bi-logarithmique (Figure 4.4-5) où on compare les valeurs des vitesses estimées par le modèle avec les valeurs obtenues expérimentalement pour un même chargement et pour une longueur $a_0 + \Delta a = 0.273 \text{ mm}$.

On constate que les vitesses estimées par le modèle sont assez proches des valeurs de vitesse expérimentales.

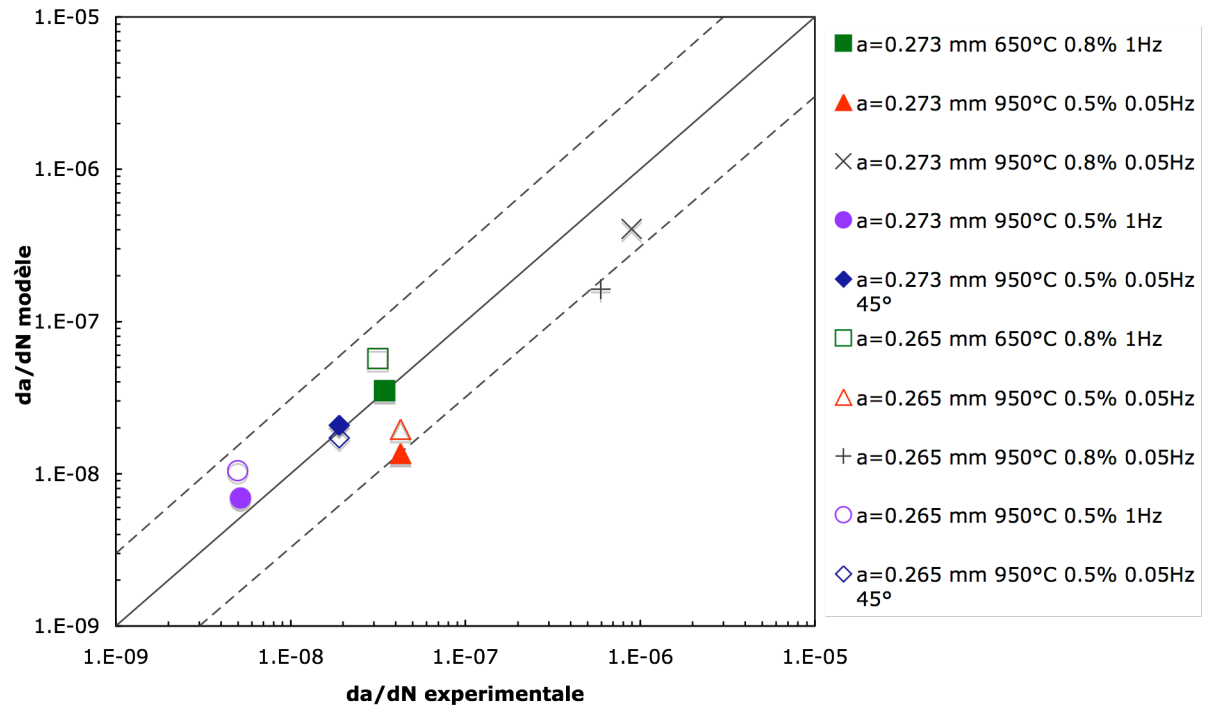


Figure 4.4-5 : Comparaison entre les vitesses propagation de fissure estimés par le modèle et les vitesses de propagation expérimentale ($a_0 + \Delta a = 0.273$ mm) et ($a_0 + \Delta a = 0.2656$ mm)

Influence de l'effet d'échelle

Nous avons testé l'influence de l'effet d'échelle en utilisant une longueur de l'élément de volume 10 fois et 5 fois plus petite que la longueur de l'élément de volume utilisée dans les résultats présentés précédemment. On effectue en fait une réduction homothétique de la taille de l'entaille. Lorsque qu'on réduit 10 fois la longueur de l'élément de volume, le rayon de courbure de l'entaille passe de 50 μm à 5 μm . Lorsque qu'on réduit 5 fois la longueur de l'élément de volume, le rayon de courbure de l'entaille passe alors de 50 μm à 10 μm .

Sur le graphe (Figure 4.4-6), sont tracées les vitesses de propagation estimées par le modèle pour ces différentes tailles d'élément de volume. On constate que les vitesses de propagation de fissure de l'entaille à 10 μm sont 7 fois plus faibles que les vitesses de propagation de fissure de l'entaille dont le rayon est de 50 μm . Et les valeurs de vitesse de propagation fissure de l'entaille dont le rayon est de 5 μm sont 18 fois plus petites que les vitesses de propagation de l'entaille de rayon 50 μm .

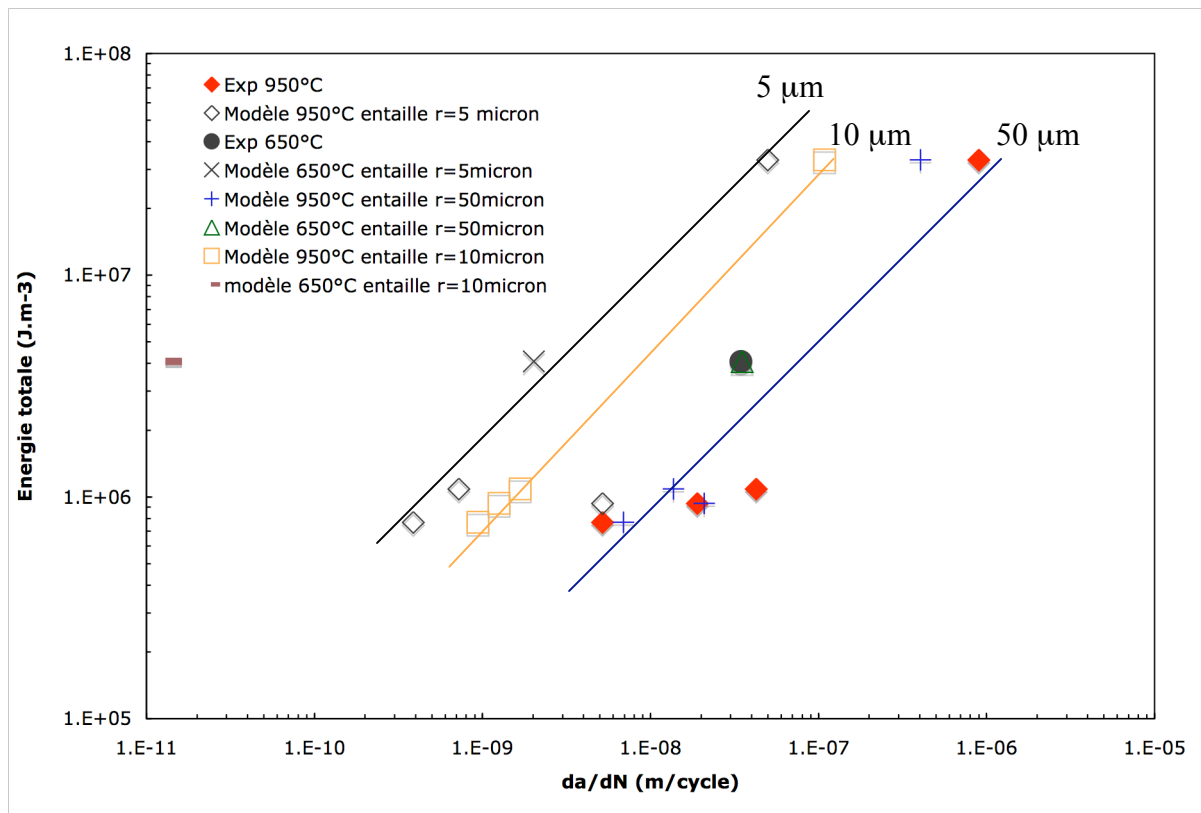


Figure 4.4-6 : Comparaison des vitesses de propagation de fissure estimées par le modèle pour différentes tailles d'entaille. ($a_0 + \Delta a = 0.273 \text{ mm}$)

Influence de l'oxydation

Nous avons testé l'influence de l'oxydation en comparant les résultats du modèle en introduisant ou non les équations d'oxydation. La Figure 4.4-7 représente l'énergie totale en fonction des vitesses de propagation estimées par le modèle avec ou sans oxydation. La Figure 4.4-8 représente les vitesses de propagation estimées par le modèle (avec ou sans oxydation) avec les vitesses de propagation obtenues expérimentalement. On constate qu'à 950°C, le modèle sans oxydation induit une vitesse de propagation de fissure trois fois plus faible comparée aux résultats des vitesses de propagation estimés par le modèle avec oxydation.

En revanche à 650°C l'oxydation a peu d'influence sur les vitesses. En effet, les vitesses estimées avec ou sans oxydation sont quasiment égales.

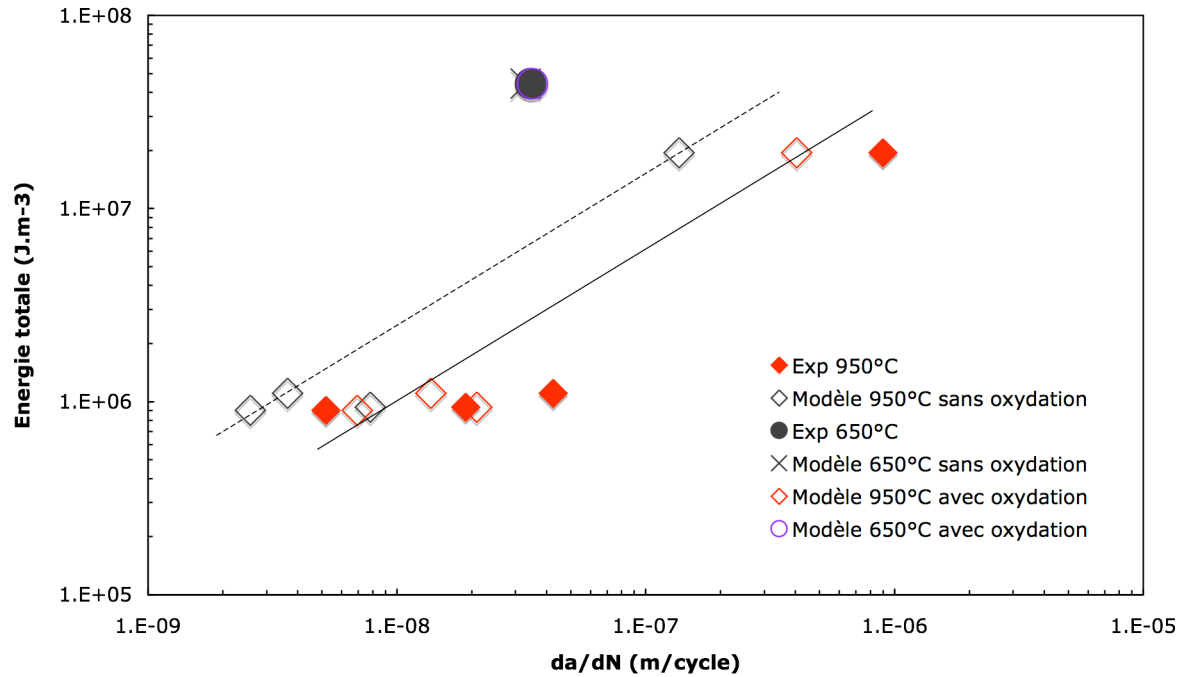


Figure 4.4-7 : Comparaison des vitesses de propagation de fissure estimées par le modèle avec et sans oxydation.

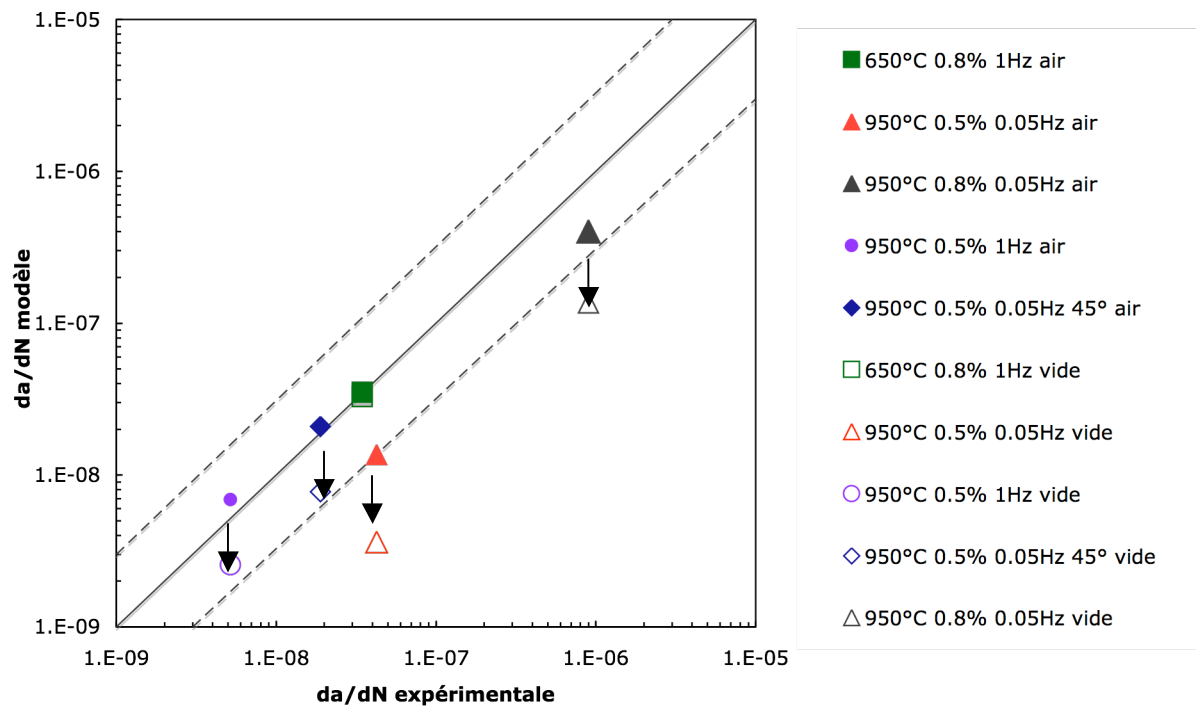


Figure 4.4-8 : Comparaison des vitesses de propagation de fissure estimées par le modèle avec les vitesses de propagation expérimentale. Influence de l'oxydation. ($a=0.273\text{mm}$)

Etude de l'azimut

Nous avons appliqué le modèle de micro-propagation sur des éléments en fond d'entaille orientés à 0° , 9° , 27° , 45° , 63° et 81° par rapport à l'axe horizontal (Figure 4.4-9). Sur la Figure 4.4-10 est représentée l'évolution de l'énergie totale en fonction de la vitesse de propagation de fissure estimée par le modèle pour des éléments orientés suivant différents angles θ . La Figure 4.4-11 représente l'énergie totale en fonction de l'angle θ . La Figure 4.4-12 représente l'évolution des vitesses de propagation estimées par le modèle en fonction de l'angle θ .

On constate qu'à 950°C , plus les éléments sont situés à un angle important de l'axe horizontal du fond d'entaille, plus la vitesse de propagation de fissure estimée par le modèle est faible, ce qui est cohérent avec nos observations expérimentales. En effet, pour chaque éprouvette tubulaire entaillée, la fissure s'amorce à chaque fois de façon horizontale. Ceci nous conforte dans l'idée que c'est la contrainte principale qui pilote en partie l'amorçage de la fissure en fond d'entaille. On remarque que pour chacun des chargements à 950°C , les éléments situés à 9° admettent une énergie totale légèrement plus importante que les autres angles.

A 650°C , on constate que les valeurs des énergies totales pour les éléments situés à 9° et 45° sont très importantes (5.10^{-7}J.m^{-3}) par rapport aux éléments situés à des angles de 0° , 27° (3.10^{-6}J.m^{-3}). Les vitesses de propagation estimées à 650°C sont donc beaucoup plus importantes pour les éléments à 9° et 45° du fond d'entaille horizontale. Nous pouvons proposer une explication à ce phénomène. Si on reprend l'étude expérimentale réalisée à 650°C , et plus particulièrement si on analyse précisément les clichés réalisés au microscope MEB de l'amorçage de fissure en fond d'entaille (Figure 4.4-13), on peut voir que la fissure s'amorce horizontalement (en mode I) sur environ $50\text{ }\mu\text{m}$, puis on observe des petites déviations de la fissure sur environ $80\text{ }\mu\text{m}$. Enfin, la fissure se propage brutalement sur un plan cristallographique avec un angle d'environ 45° par rapport à l'horizontal. On peut envisager la possibilité que les angles situés à 9° et 45° correspondent à des plans cristallographiques où la fissure se propage plus facilement qu'à l'horizontale.

A 950°C , le pic maximal de vitesse se trouve pour un angle θ de 0° . A 650°C , il semble y avoir 2 valeurs maximales de vitesse pour les angles θ de 0° et $\pm 45^\circ$. A cette température, le comportement est moins visqueux qu'à 950°C , la localisation sur des plans de glissement cristallographique se fait donc plus aisément à 650°C qu'à 950°C .

Donc les chemins de fissuration observés sur nos éprouvettes semblent cohérents avec les valeurs des vitesses calculées par le modèle.

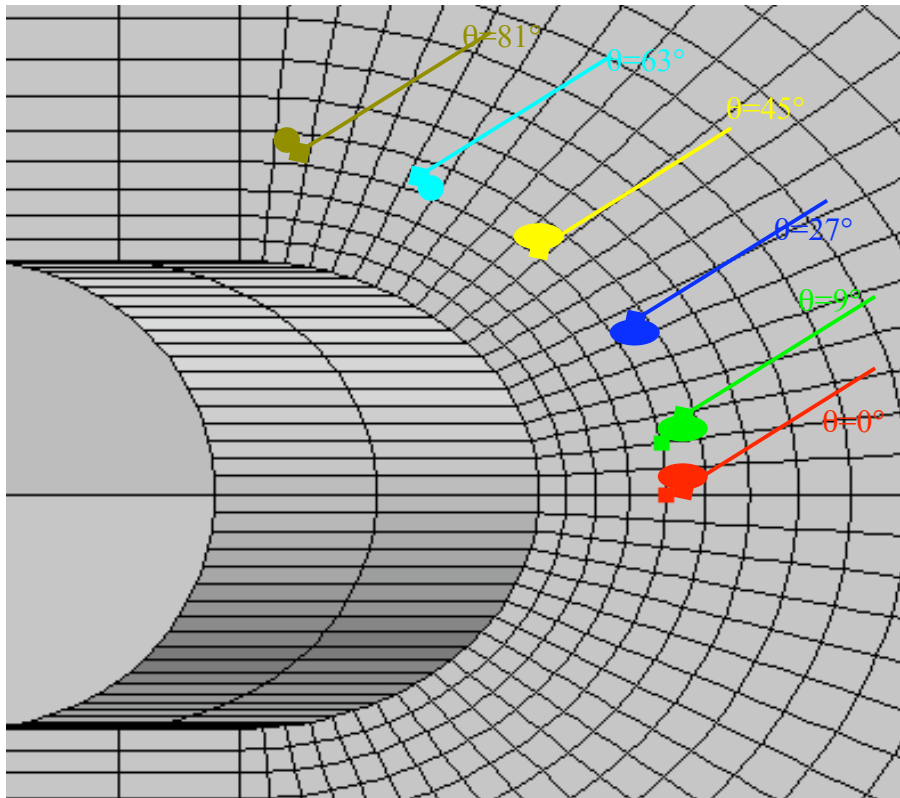


Figure 4.4-9 : Représentation des éléments utilisés pour l'étude de l'azimut. Eléments situés à un angle de 0°, 9°, 27°, 45°, 63° et 81° par rapport à l'axe horizontal de l'entaille

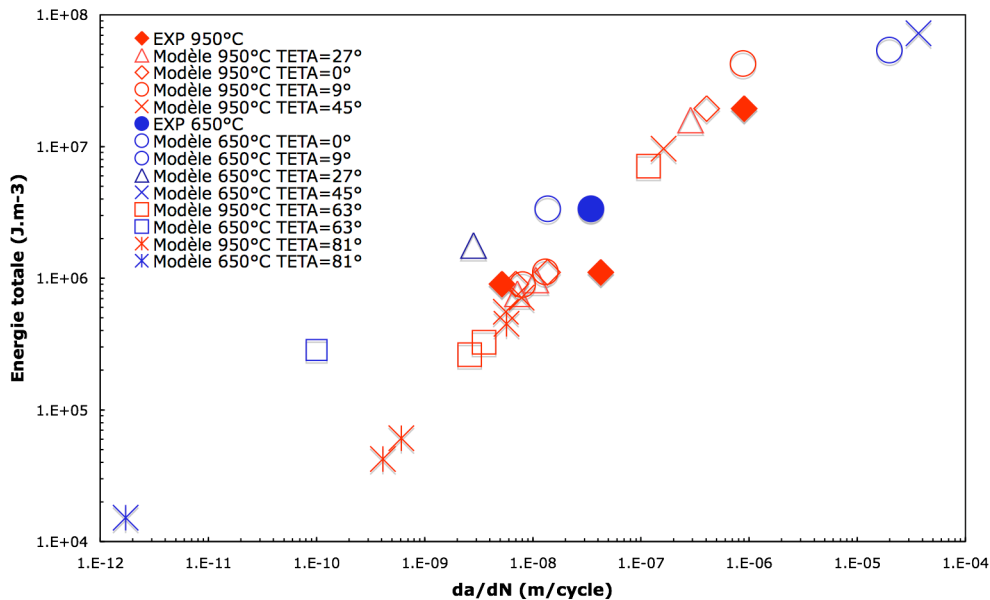


Figure 4.4-10 : Comparaison des vitesses de propagation de fissure estimées par le modèle pour différents angles ($a=0.273$ mm)

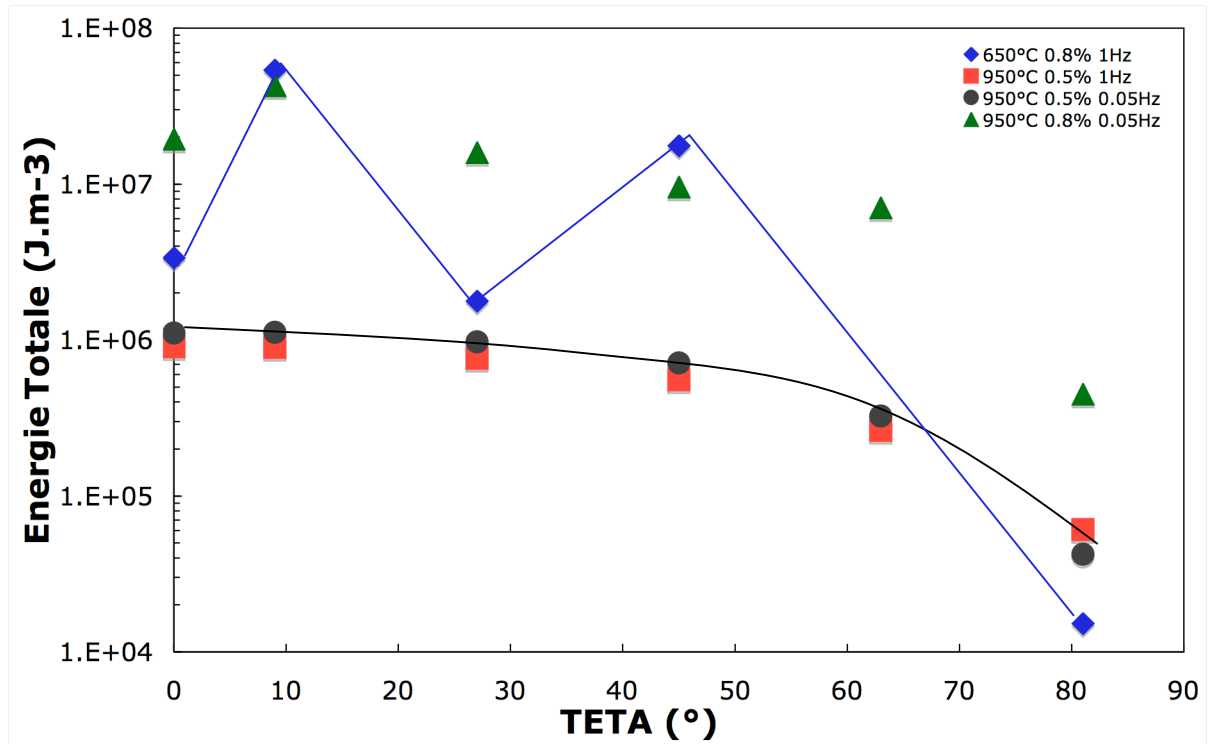


Figure 4.4-11 : Evolution de la densité d'énergie volumique totale en fonction de l'angle θ pour un rayon $r=r_0+23\mu\text{m}$

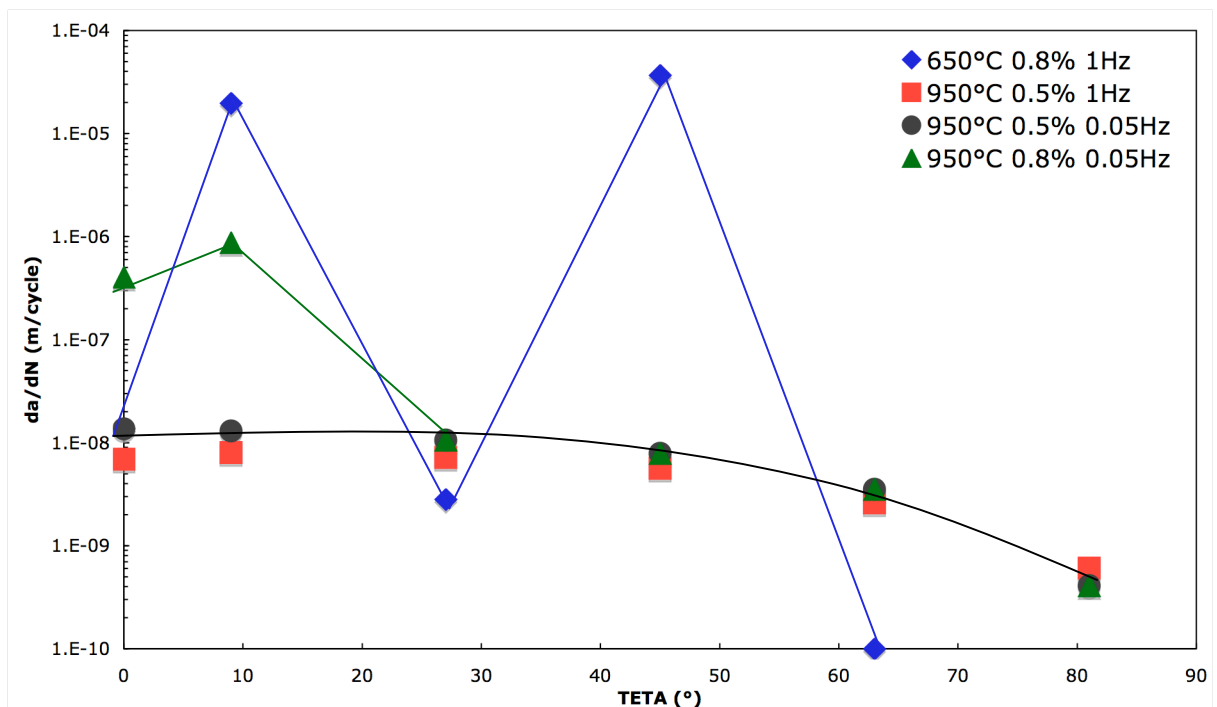


Figure 4.4-12 : Evolution de la vitesse de propagation de fissure estimée par le modèle en fonction de l'angle θ pour un rayon $r=r_0+23\mu\text{m}$

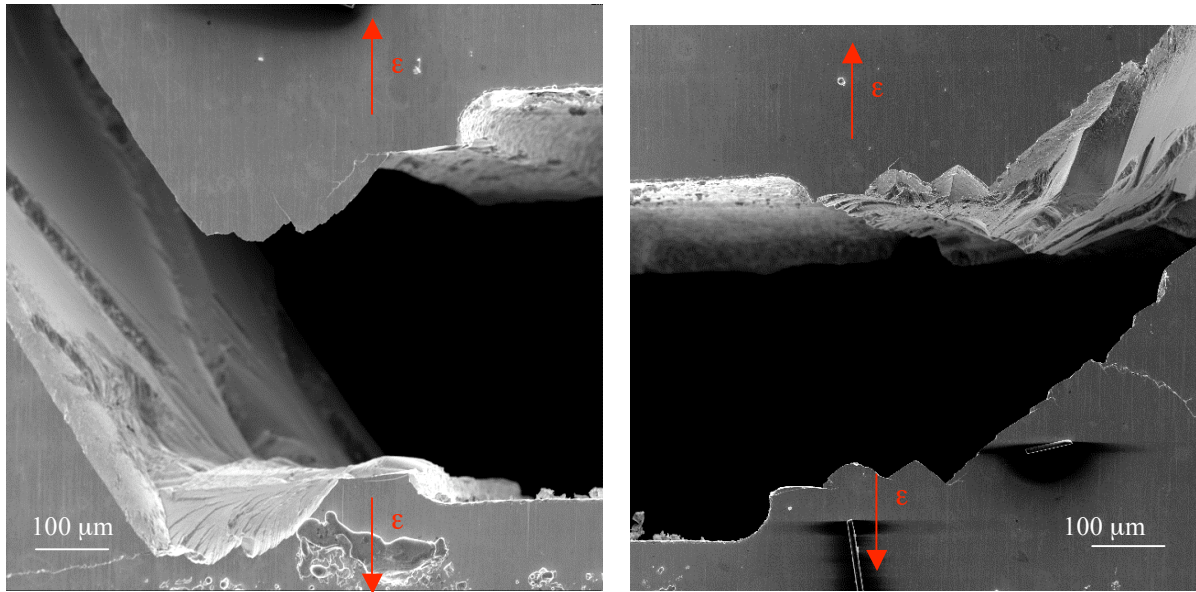


Figure 4.4-13 : Micrographie du chemin de fissuration près du fond de l'entaille pour l'éprouvette tubulaire X6660E (650°C 0.8% 1Hz)

4.5 Application d'une approche non locale du modèle

En appliquant le modèle sur un élément de volume, on ne prend pas en compte la répartition volumique des contraintes et des déformations dans la pièce. Il est alors difficile d'obtenir un même jeu de paramètres pour différentes distances du fond d'entaille. Pour remédier à cet inconvénient, nous proposons d'appliquer le modèle dans une approche non locale. L'approche dite "non locale" est basée sur le fait que le principe de l'état local, fondement de la Mécanique des milieux continus, n'est plus valable en présence de fortes singularités. De façon générale, les approches non locales sont utilisées pour prendre en compte, dans des critères de rupture, l'effet « à distance » de certaines quantités ou l'effet de voisinage. Parmi les critères proposés, on peut citer le critère de volume effectif de Pluvinage (Pluvinage et al, 2003). Les auteurs supposent que la rupture par fatigue est causée par une accumulation locale de l'endommagement dans une zone dont la taille est de l'ordre de plusieurs grains. Cette zone est représentée par une distance effective x_{eff} . Le rôle de la distribution des contraintes élasto-plastiques réelles et du gradient des contraintes correspondant au niveau de l'entaille, sont ainsi pris en compte par l'utilisation de cette distance effective. D'autres critères ont été présentés dans le chapitre III (§3.1.4).

Nous proposons donc d'utiliser une moyenne spatiale de l'élément de volume. Nous optons pour une formulation probabilisée du modèle précédent pour prendre en compte l'effet de taille.

Nous reprenons les équations du Tableau 4.2-1 et les adaptons pour prendre en compte les relations de Weibull à l'échelle non locale.

On considère maintenant que l'élément de volume est le volume contenant les mailles du fond de l'entaille jusqu'à la longueur de fissure considérée (Figure 4.5-1).

Les probabilités de rupture des éléments i (i variant de 1 à p) s'obtiennent à partir des probabilités de « survie » :

$$1 - \text{Pr} = \prod_{i=1}^p (1 - \text{Pr}_i) \quad (4-24)$$

En supposant un critère en énergie, on peut écrire la probabilité de rupture ci-dessous :

$$\text{Pr}_i = 1 - \exp \left[- \left(\frac{W(i)}{W_r} \right)^m \frac{\Delta V_i}{V_0} \right] \quad (4-25)$$

avec :

m le paramètre de weibull e

W_r l'énergie à la rupture

$W(i)$ l'énergie dans l'élément i

V_i le volume de la maille i

V_0 est le volume de référence.

A partir de (4.24) et de (4.26), on déduit l'énergie de Weibull :

$$W_{weib}^m = \sum W(\Delta x_i)^m \frac{\Delta V(\Delta x_i)}{V_0} \quad (4-26)$$

Avec V_i le volume de la maille i et σ_i la contrainte dans la maille i .

Nous appliquons ce raisonnement respectivement pour l'énergie de dilatation et pour l'énergie plastique de notre modèle. L'énergie de dilatation de « Weibull » ($W_{dila,weib}$) s'écrit alors:

$$W_{dila,weib}^{m_{dila}} = \sum_{i=1}^p W_{dila}(\Delta x_i)^{m_{dila}} \cdot \frac{\Delta V(\Delta x_i)}{V_0} \quad (4-27)$$

Avec m_{dila} le module de weibull associé à l'énergie de dilatation.

De la même manière, l'énergie plastique de « Weibull » ($W_{p,weib}$) s'écrit :

$$W_{p,weib}^{m_{shear}} = \sum_{i=1}^p W_p(\Delta x_i)^{m_{shear}} \cdot \frac{\Delta V(\Delta x_i)}{V_0} \quad (4-28)$$

Avec m_{shear} le module de weibull associé à l'énergie plastique.

La vitesse de propagation moyenne sur les éléments en série 1 à p se déduit des formules en vitesse écrites précédemment (Tableau 4.2-1) dans lesquelles on remplace W_{dila} et W_p par les énergies correspondantes, corrigées par la formulation de Weibull (4.27) et (4.28)). On obtient alors :

$$\left(\frac{da}{dN} \right)_{op} = \Delta x \left(\frac{W_{dila,weib}}{W_{dila,r}} \right)^{nop} \quad \text{et} \quad \left(\frac{da}{dN} \right)_{shear} = \Delta x \left(\frac{W_{p,weib}}{W_{p,r}} \right)^{nshear} \quad (4-29)$$

avec Δx la somme des tailles de mailles du fond d'entaille jusqu'à la longueur de fissure considérée.

$$\Delta x = \sum_{i=1}^p \Delta x_i$$

L'effet de l'oxydation intervient dans le terme d'énergie de rupture $W_{dila,r}$ et $W_{p,r}$

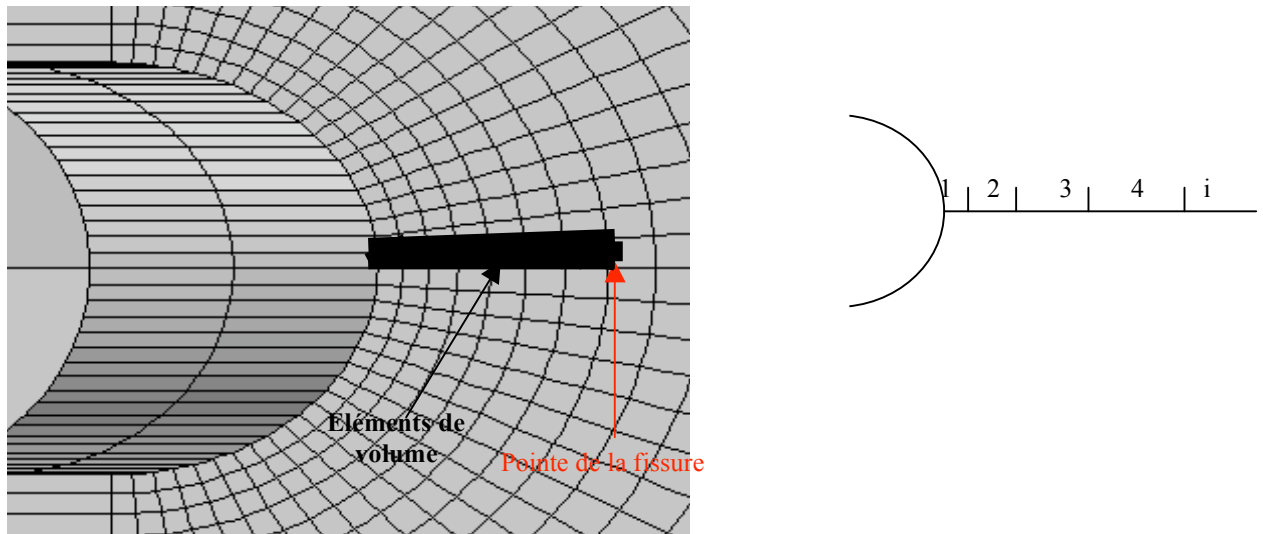


Figure 4.5-1 : Représentation de l'élément de volume pour le modèle non local

Sur la Figure 4.5-2 est tracée l'évolution de l'énergie de dilatation pour les mailles situées près du fond d'entaille. Pour estimer la vitesse de propagation d'une fissure de longueur $a_0 + \Delta a = 0.273$ mm, nous utilisons la moyenne spatiale sur les quatre premiers éléments devant le fond d'entaille horizontale et les deux premiers éléments devant le fond d'entaille orienté à 45° . On constate qu'à $a_0 + \Delta a = 0.27$ mm, l'énergie de dilatation atteint un « pic » avant de diminuer puis se stabiliser (Figure 4.5-2 en haut).

De la même manière, sur la Figure 4.5-3 est tracée l'évolution de l'énergie plastique pour les mailles situées devant le fond d'entaille. On constate que pour les distances comprises entre le fond d'entaille et $a_0 + \Delta a = 0.271$ mm, l'énergie plastique est instable quelque soit le chargement sauf pour l'entaille orientée à 45° où les éléments ont une taille bien plus importante. Le premier élément situé devant le fond d'entaille horizontale a une taille de $2.7 \mu\text{m}$ alors que le premier élément situé devant le fond d'entaille à 45° a une taille de $6.19 \mu\text{m}$. La finesse de taille des éléments situés devant l'entaille horizontale associée à un fort niveau de plasticité entraînent de fortes variations d'énergie plastique. Et cette variation d'énergie plastique se fait sentir sur les valeurs de vitesse estimées par le modèle. Il est alors difficile d'obtenir un jeu de paramètres du modèle cohérent sur toutes les longueurs de fissure. Il semble que pour les tailles de fissure comprises entre 0.25 mm (le fond d'entaille) et 0.273 mm, le gradient et le niveau d'énergie soient tels qu'il faille un calage différent (voire une formulation différente) par rapport aux fissures situées au-delà de 0.273 mm. D'autres résultats sont présentés en annexe C.

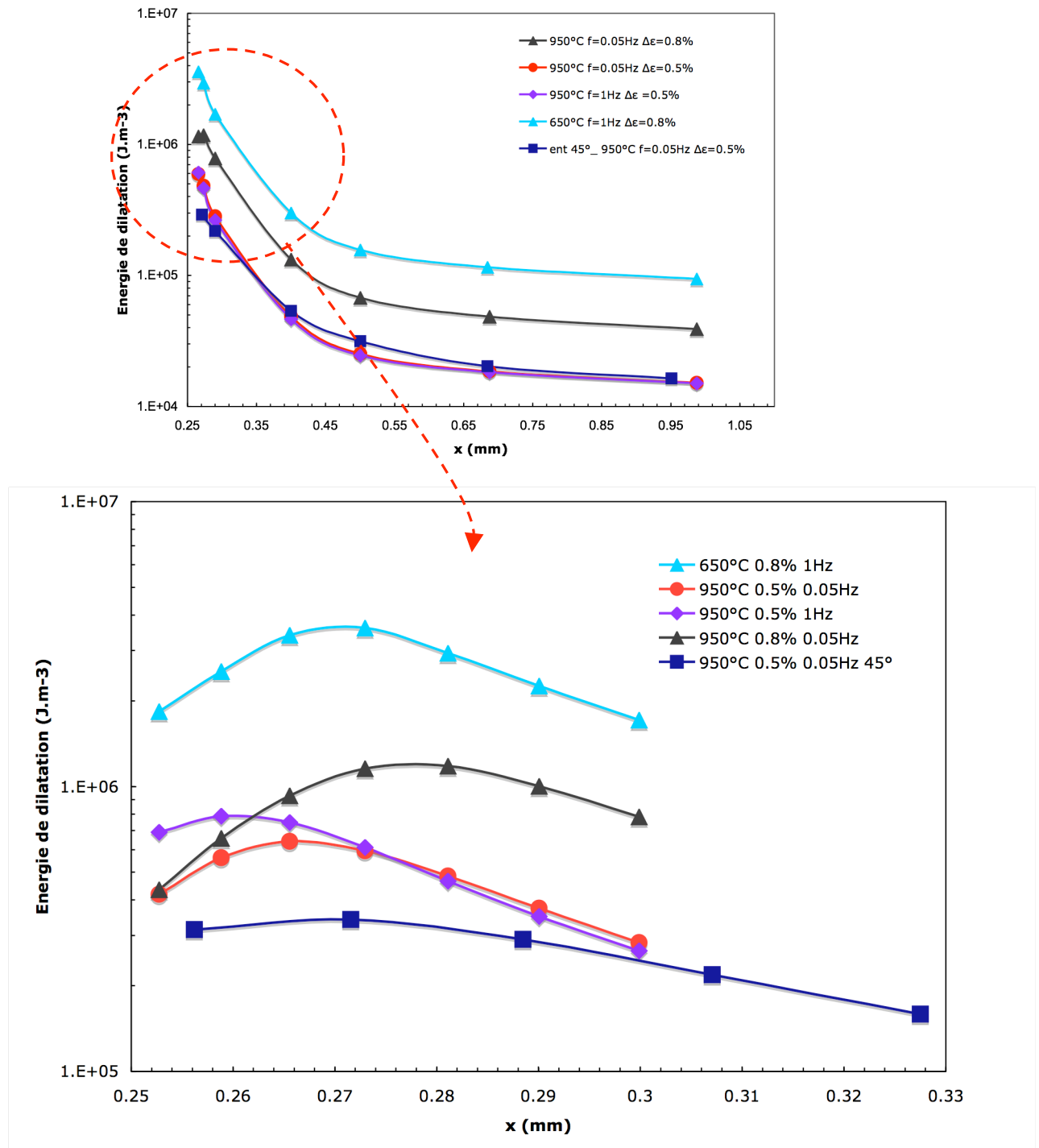


Figure 4.5-2 : Evolution de la densité d'énergie volumique de dilatation pour les premières mailles devant le fond d'entaille

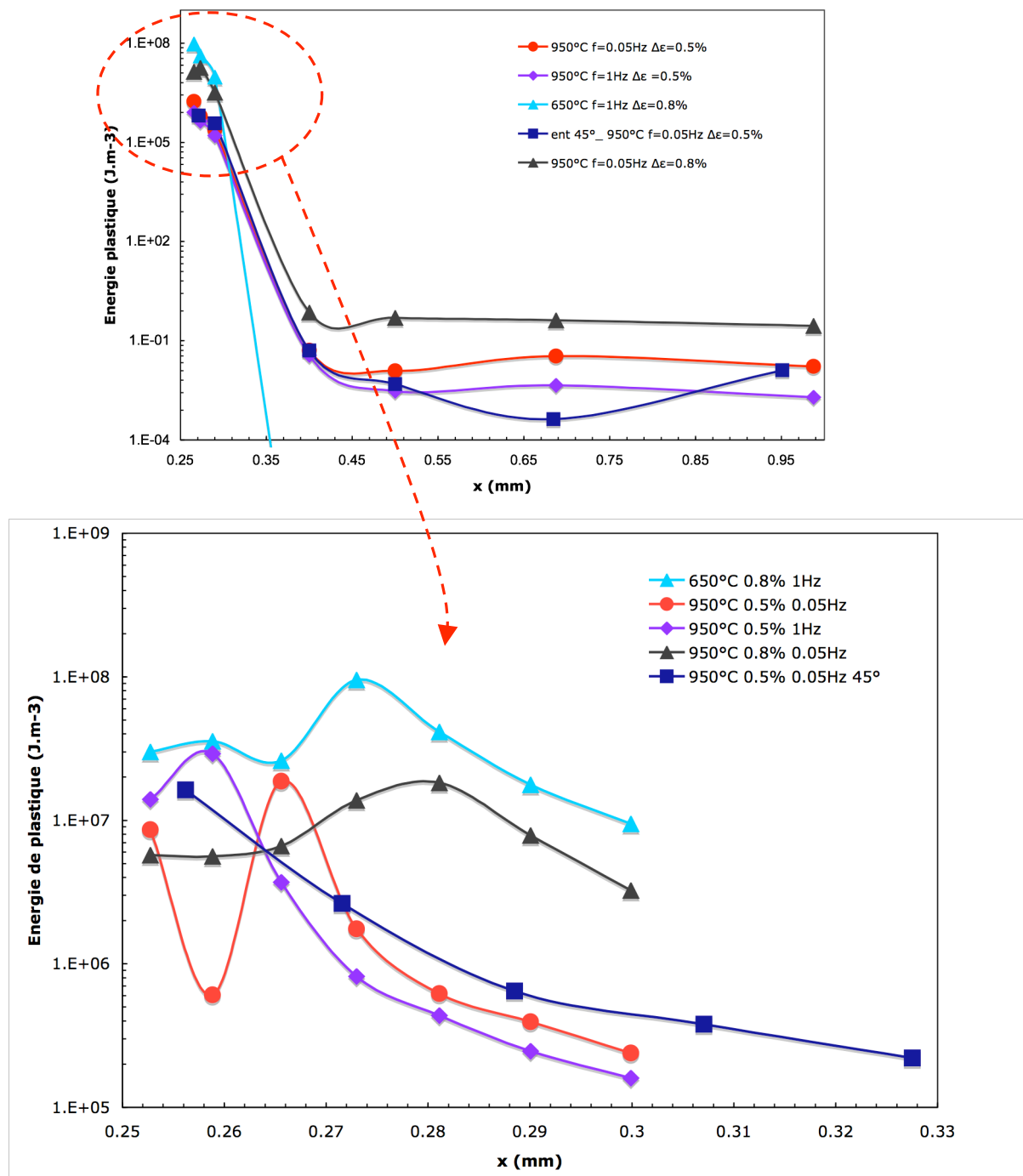


Figure 4.5-3 Evolution de la densité d'énergie volumique plastique pour les premières mailles devant le fond d'entaille

Nous avons utilisé les mêmes valeurs de paramètres que pour le modèle local. Seule l'énergie plastique à la rupture $W_{p,r}$ est modifiée. Les paramètres d'oxydation sont également inchangés.

Les Figure 4.5-4 et Figure 4.5-5 représentent l'évolution de l'énergie totale en fonction des vitesses de propagation pour les longueurs de fissure respectives de $a=a_0+\Delta a=0.273$ et 0.29 mm. La Figure 4.5-6 montre, dans un diagramme logarithmique, la comparaison des valeurs de vitesse estimées par le modèle à l'approche non locale avec les vitesses obtenues expérimentalement. Ces résultats montrent que le modèle appliqué à l'approche locale permet de bien estimer la vitesse de propagation de fissure à 950°C pour des faibles fréquences (0.05Hz) et cela pour les deux orientations d'entaille (entaille orientée à 0° ou à 45° par rapport au plan médian). En revanche, à haute fréquence, la vitesse de propagation de fissure est surestimée par le modèle. De même, à 650°C on constate que la vitesse estimée par le modèle est 10 fois supérieure à la vitesse expérimentale. L'oxydation telle qu'elle est formulée dans notre modèle est le point délicat de la démarche non locale. Il est difficile de prendre en compte correctement l'effet de surface. L'oxydation est une compétition entre la fragilisation à haute température et l'effet de fermeture due à l'oxydation. La fragilisation par l'oxydation est bien prise en compte mais pas la fermeture par l'oxydation. C'est pourquoi nous pouvons observer une différence entre les valeurs de vitesse estimées par le modèle à basse et haute fréquence à 950°C .

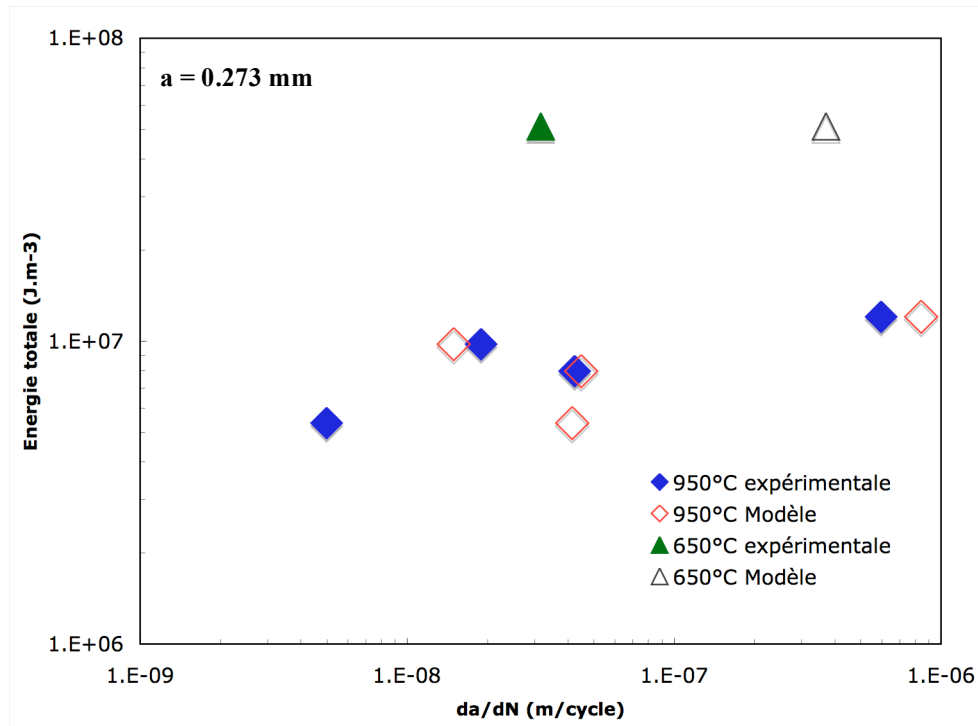


Figure 4.5-4 : Evolution de la densité d'énergie volumique totale en fonction des vitesses de propagation : Comparaison des vitesses de propagation estimées par le modèle et les vitesses expérimentales. ($a = a_0 + \Delta a = 0.273$ mm)

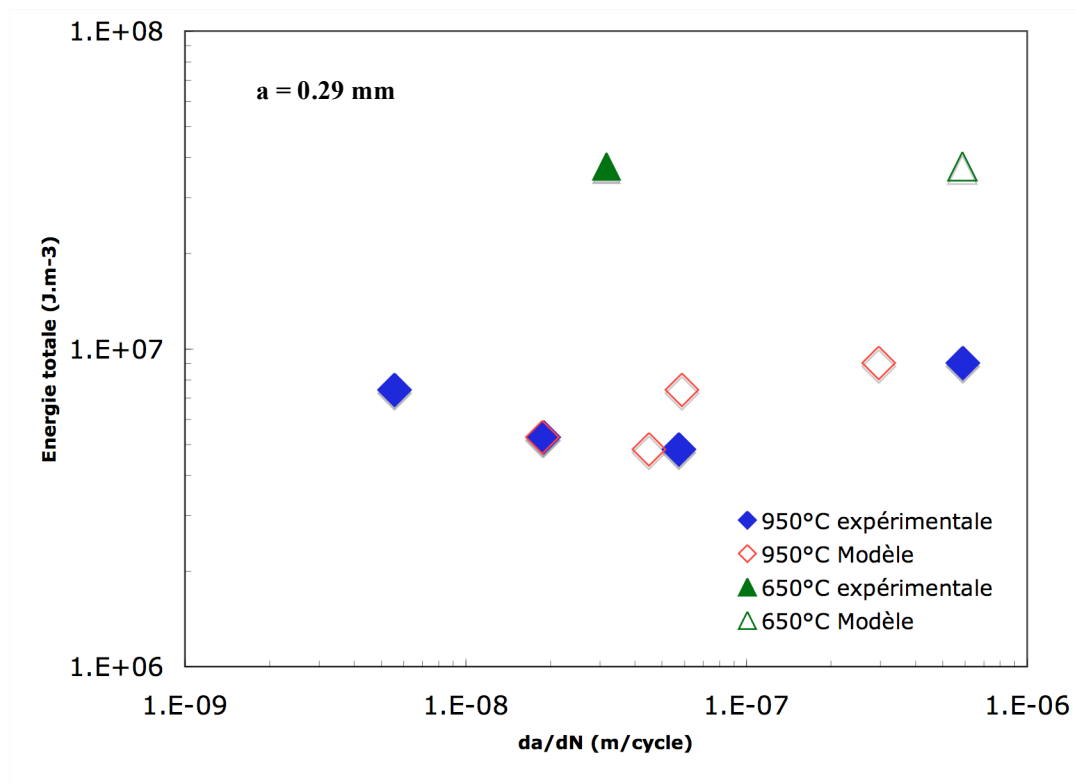


Figure 4.5-5 : Evolution de la densité d'énergie volumique totale en fonction des vitesses de propagation : Comparaison des vitesses de propagation estimées par le modèle et les vitesses expérimentales. ($a = a_0 + \Delta a = 0.29$ mm)

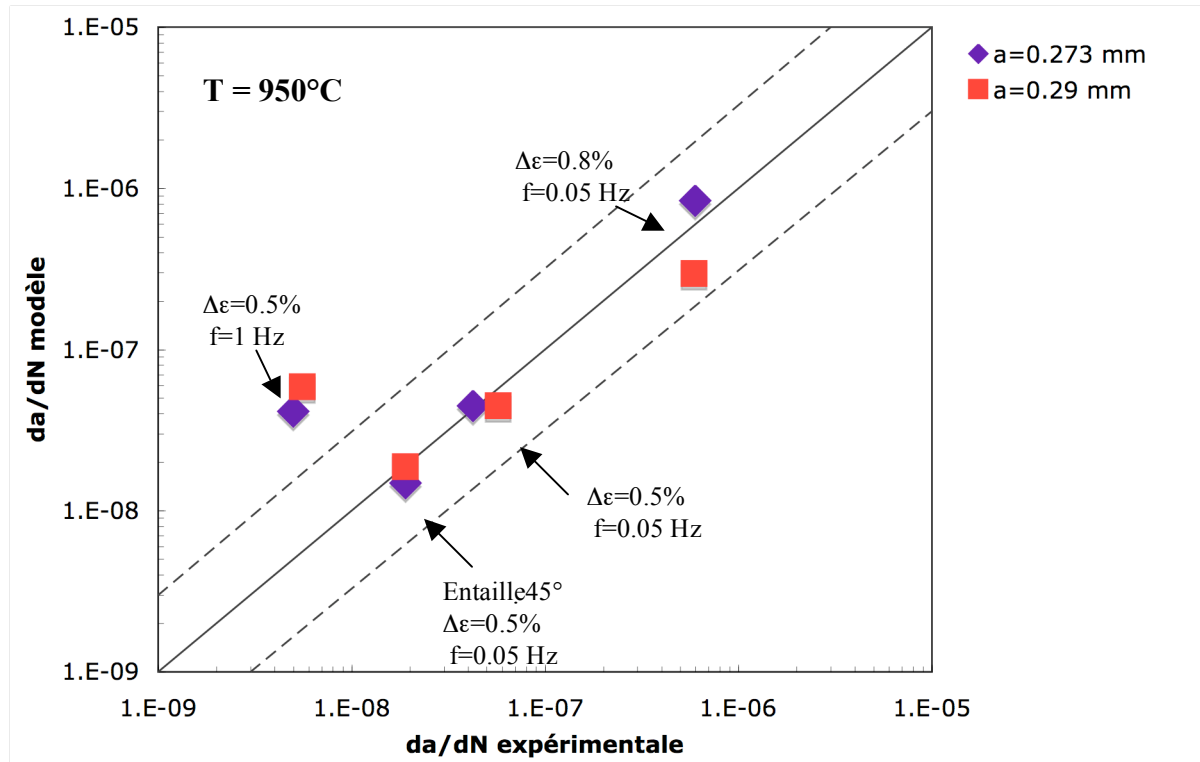


Figure 4.5-6 : Comparaison des vitesses estimées par le modèle avec les vitesses expérimentales ($a_0 + \Delta a = 0.273$ mm) et ($a_0 + \Delta a = 0.29$ mm)

4.6 Conclusions du chapitre

Ce dernier chapitre a été réalisé dans le but de disposer d'un outil simple permettant la prévision de vitesse de propagation de fissure sur une entaille. Les résultats de l'analyse expérimentale et de l'analyse des champs en fond d'entaille avec les calculs par éléments finis, nous ont permis de positionner un cadre et une échelle pour élaborer ce modèle. Nous avons montré qu'il n'est pas raisonnable d'utiliser la mécanique linéaire de la rupture en essayant de calculer le niveau de fermeture (à cause des difficultés du calcul) pour prévoir les vitesses de propagation si près de l'entaille. Nous avons opté pour un modèle décrit à l'échelle locale en utilisant les champs de contrainte en fond d'entaille que nous avons pu correctement identifier. Des analyses expérimentales et numériques, nous parvenons à la conclusion suivante : c'est la viscoplasticité associée à l'influence de l'oxydation qui induit les hauts niveaux de vitesses caractéristiques des fissures courtes expérimentales. C'est à partir de ce postulat que nous avons élaboré ce modèle.

On considère la propagation d'une fissure comme la ruine d'un élément microstructural. Nous avons utilisé une formulation en énergie. L'effet de fragilisation par l'oxydation est introduit dans l'énergie à la rupture. Nous avons pris en compte l'effet d'échelle par une formulation de type Weibull.

Ce modèle a été identifié sur la base de données d'essais en fatigue isotherme à 950°C et 650°C. Les résultats obtenus sont très concluants et permettent une bonne description des vitesses de propagation de fissure courte. En revanche, la prévision des vitesses pour l'entaille orientée à 45° est moins bien décrite. Nous avons montré l'influence de l'effet d'échelle en réduisant la taille de l'élément de volume. Les valeurs de vitesse de propagation de fissure de l'entaille dont le rayon est de 5 µm sont quasiment 20 fois plus faibles que les vitesses de propagation estimées pour l'entaille de rayon 50 µm. On a pu montrer que l'introduction de l'oxydation à 950°C dans le modèle, entraîne des vitesses de propagation trois fois plus élevées comparé aux résultats des vitesses de propagation estimées par le modèle sans oxydation pour les conditions utilisées.

L'étude de l'azimut a permis de mettre en évidence la cohérence entre les vitesses obtenues par le modèle et les chemins de fissuration observés expérimentalement à 950°C et 650°C. A 950°C, le pic maximal des vitesses est obtenu pour un angle de 0° par rapport à l'horizontal. A 650°C, deux angles semblent générer des grandes valeurs de vitesse de propagation : 0° et 45°. Ces valeurs d'angles sont certainement liées à des plans cristallographiques sur lesquels se propage la fissure.

Les paramètres du modèle basé sur l'approche locale sont très dépendants de la taille des éléments. Pour pallier cet inconvénient, nous avons tenté d'appliquer ce modèle à l'approche non locale. Cette approche permet de prendre en compte la répartition volumique des contraintes et des déformations dans la pièce.

Nous avons repris les équations du modèle à l'échelle locale et nous les avons adaptés pour prendre en compte les relations de Weibull à l'échelle non locale. L'élément de volume est alors le volume contenant les mailles du fond de l'entaille jusqu'à la longueur de fissure considérée. Les valeurs des énergies obtenues sur les différents éléments à partir du fond d'entaille, nous ont permis de mettre en évidence une limite sur la longueur de fissure. En dessous de 0.273 mm, la finesse des mailles associée au fort niveau de plasticité entraînent des instabilités au niveau des valeurs d'énergie plastique, compte tenu des pas de temps choisis pour limiter le temps de calcul, qui ne nous permettent plus de les utiliser dans le modèle, pour estimer les vitesses de propagation. Cette approche permet d'obtenir de bonnes valeurs de vitesses de propagation à 950°C à basse fréquence. En revanche, pour les conditions de

chargement à basse température ou à haute fréquence, l'oxydation telle qu'elle est formulée dans le modèle induit une surestimation des valeurs de vitesse de propagation. Le traitement de l'effet de surface est le point délicat de l'approche non locale qu'il faudrait étudier plus précisément pour pouvoir estimer les durées de vie pour tous les types de chargement.

Conclusions générales

L'objectif principal de cette étude était de proposer un outil capable de prévoir la durée de vie à l'amorçage près d'un défaut dans un matériau en superalliage base nickel monocristallin. La connaissance de la durée de vie à l'amorçage de fissure est un enjeu important car elle conditionne la durée de vie de la pièce.

La plupart des études postulent le fait qu'un défaut est équivalent à une petite fissure. Mais les résultats obtenus sont souvent trop conservatifs. On a proposé dans cette étude d'assimiler un défaut à une entaille.

On s'est alors intéressé à la nocivité d'entailles fines, en étudiant le processus d'amorçage et de micro-propagation dans le but de simuler un pore idéalisé, dans le domaine de la plasticité à haute température ;

Notre démarche a consisté à réaliser une étude expérimentale de micro-propagation pour comprendre les phénomènes qui entrent en jeu dans la micro-propagation de fissure. De même, une analyse par éléments finis des champs près du défaut nous a permis d'obtenir des éléments de réponse, utiles à l'élaboration du modèle de durée de vie.

Analyse expérimentales

Au cours de l'étude expérimentale, des essais d'amorçage et de micro-propagation de fissure sur des défauts artificiels ont été réalisés. Nous avons réalisé des essais sur des éprouvettes tubulaires sur lesquelles a été usiné une entaille par électroérosion, orientée à 0° ou à 45° par rapport à l'axe de l'éprouvette. Nous avons effectué ces essais à 950°C et 650°C et testé deux niveaux de fréquence (0.05Hz et 1Hz). L'analyse des courbes de propagation de fissure montre qu'à 950°C , lorsque la fissure est très près de l'entaille, les niveaux de vitesse sont élevés. Puis la vitesse décroît jusqu'à un minimum pour ensuite recroître et retrouver un comportement de fissure longue classique que nous pouvons décrire par une loi de type Paris. Nous avons clairement mis en évidence l'effet de fissure courte. A 650°C , ce comportement de fissure courte est beaucoup moins visible ; la vitesse croît régulièrement en fonction de la longueur de fissure. Les observations au MEB des chemins de fissuration ont montré qu'à 950°C , l'amorçage s'effectue à chaque fois sur le fond d'entaille et dans une direction perpendiculaire au chargement, même lorsque l'entaille est orientée à 45° par rapport à l'axe de l'éprouvette. A 650°C , le chemin est beaucoup plus irrégulier avec une propagation cristallographique. Les faciès de rupture ont montré une oxydation importante près du fond de l'entaille. L'effet de fragilisation par l'oxydation près de l'entaille est une première explication du haut niveau de vitesse de propagation de fissure courte.

Nous avons analysé l'effet de fermeture en comparant nos essais avec des essais réalisés sur des éprouvettes CT pour différents rapports de charge ($R=0.1$ et $R=0.7$). Quel que soit le chargement appliqué sur l'éprouvette tubulaire entaillée, les niveaux de vitesse sont quasiment toujours inférieurs aux vitesses associées à l'essai réalisé avec un rapport de charge de 0.7. Il s'avère que l'effet de fermeture influe tout au long de nos essais mais de façon moins importante pour les faibles niveaux de ΔK . Enfin, cette analyse expérimentale a montré que la viscoplasticité et l'activation de l'oxydation ont une influence importante sur le comportement de fissure courte.

Analyse numérique

Nous avons réalisé des calculs par éléments finis sur des maillages d'éprouvettes tubulaires entaillées. Nous utilisons le modèle de comportement elasto-viscoplastique anisotrope identifié par Hanriot (Hanriot, 1991). L'analyse de ces calculs a montré qu'une zone plastique apparaît devant le fond d'entaille et s'étend sur une large zone avec un angle de 70° à 80° . Nous avons montré l'effet du chargement sur les champs de contrainte et de déformation en fond d'entaille. On montre que la plasticité locale croît quand la fréquence diminue et/ou quand le chargement est important. De plus, le gradient est plus intense en pointe de fissure qu'en fond d'entaille. Et nous avons réalisé un calcul avec un maillage où l'entaille a un rayon de courbure plus petit. Les résultats montrent que le gradient est également dépendant de la géométrie du défaut et en particulier de son rayon de courbure. Cette analyse numérique a mis en évidence la plasticité locale générée par la présence de l'entaille. Il s'avère que ce niveau de plasticité locale soit également à l'origine des hauts niveaux de vitesse observés expérimentalement.

Modélisation de la micro-propagation de fissure

Les résultats de l'analyse expérimentale et l'analyse des champs en fond d'entaille avec les calculs par éléments finis, nous ont permis de positionner un cadre et une échelle pour élaborer ce modèle. Nous sommes parvenus à la conclusion suivante : c'est la viscoplasticité associée à l'influence de l'oxydation qui induit les hauts niveaux de vitesses caractéristiques des fissures courtes observés. Nous avons montré, en étudiant la fermeture de fissure, qu'il n'est pas raisonnable d'utiliser la mécanique linéaire de la rupture pour prévoir les vitesses de propagation si près de l'entaille (Cf Chap IV).

Dans un premier temps, nous avons opté pour un modèle élaboré à l'échelle locale. Nous exploitons les résultats des calculs par éléments finis des champs de contrainte générés par l'entaille. Nous avons utilisé une formulation en énergie en introduisant l'effet de la fragilisation par l'oxydation sur la composante d'énergie à la rupture. L'effet d'échelle est pris en compte par une formulation de type Weibull. L'identification du modèle a été réalisée sur la base des essais sur éprouvettes tubulaires entaillées et également d'essais de fatigue isotherme où l'amorçage de fissure sur pore naturel a pu être déterminé. L'effet de fréquence est bien reproduit, en revanche les estimations de vitesse de propagation pour l'entaille orientée à 45° sont moins bonnes.

Dans un second temps, nous avons appliqué le modèle à une approche non locale dans le but de prendre en compte la répartition volumique des contraintes et des déformations dans la pièce et réduire l'effet de dépendance à la taille de maille que nous pouvons avoir avec l'approche locale. Nous avons alors utilisé une moyenne spatiale de l'élément de volume. Avec cette approche non locale, nous obtenons de bonnes estimations des vitesses de propagation de fissure à haute température et à basses fréquences, quel que soit l'orientation de l'entaille. Cependant, la formulation de l'oxydation écrite dans le modèle ne convient pas avec l'approche non locale et conduit à surestimer la vitesse de propagation de fissure à basses températures où à haute fréquence.

Avec une hypothèse simple, on a donc pu caler un modèle ingénieur avec l'énergie de dilatation et l'énergie plastique pour décrire les durées de vie à 0.3mm de profondeur de fissure sur des éprouvettes lisses (amorçage naturel) sans prendre en compte explicitement les pores. On parvient donc à décrire le comportement moyen. Avec l'effet d'échelle, décrit par la formulation de Weibull, on arrive à décrire les vitesses de propagation de fissure élevées au voisinage de l'entaille associée à la plasticité locale alors que l'éprouvette est globalement en plasticité confinée.

Perspectives

Caractérisation expérimentale de la micro-propagation.

Les essais de micro-propagation de fissure sur les éprouvettes tubulaires entaillées ont permis de mettre en évidence plusieurs phénomènes. Néanmoins des essais complémentaires permettraient d'approfondir la compréhension du comportement en fissuration près du fond d'entaille sur l'AM1.

Des essais sous vide permettraient de connaître plus précisément les effets de l'environnement sur les niveaux de vitesse près du défaut, et en particulier d'identifier de façon définitive l'importance relative des effets de viscoplasticité et d'oxydation.

Il serait également important de réaliser d'autres essais sur des éprouvettes tubulaires dont l'entaille est orientée à 45° par rapport à l'axe de l'éprouvette pour mieux comprendre l'effet de vitesse de propagation près du fond d'entaille et analyser en particulier le comportement à 650°C où l'effet de la cristallographie et de la localisation de la déformation doit être beaucoup plus marqué qu'à 950°C.

Il serait également utile d'enrichir la base de données de fatigue (en partie pourvue par E. Fleury) sur des éprouvettes lisses en étudiant l'amorçage de fissure sur des pores naturels par des techniques de répliques, bien que les travaux antérieurs de Chieragatti sur MarM200 et Defresne sur CMSX2 aient montré la difficulté de ces essais.

Analyse numérique de la propagation de fissure en fond d'entaille.

L'analyse par éléments finis des champs en fond d'entaille a permis de nous affranchir des effets de gradient de plasticité. Nous avons utilisé les résultats de ces calculs par éléments finis en post-traitement pour le modèle de durée de vie à l'amorçage de fissure sur le fond d'entaille. Il serait intéressant de réaliser des calculs de propagation de fissure et de post-traiter les champs obtenus en pointe de fissure dans le modèle de durée de vie en gérant au mieux l'écrasement des lèvres de la fissure en compression.

Le modèle de durée de vie à l'amorçage de fissure sur pore.

L'outil que nous avons élaboré permet d'estimer les vitesses de propagation de fissure s'amorçant sur une entaille. C'est un modèle de post-traitement du calcul par éléments finis des champs de contraintes générés par l'entaille. Il serait plus pertinent de réaliser ce modèle en post-traitement d'un calcul de propagation de fissure s'amorçant sur une entaille. On exploiterait les champs en pointe de la fissure s'amorçant sur l'entaille. Lorsqu'on est très près de l'entaille, la pointe de la fissure est incluse dans le champ de contrainte généré par l'entaille. On aurait alors une description plus réaliste des premiers stades de micro-propagation. On peut espérer que les vitesses de propagation obtenues avec ce post-traitement seraient plus proches des valeurs obtenues expérimentalement. Puis, lorsque la fissure s'éloigne du fond d'entaille, la pointe de fissure s'éloigne du gradient de contrainte généré par le défaut, on retrouve alors une description d'un champ en pointe de fissure longue.

En prenant en compte la propagation de la fissure, on doit pouvoir décrire tous les stades d'une fissure : l'amorçage, le régime de fissure courte et le régime de fissure longue. Toutefois l'application d'une méthode non locale pose des difficultés avec l'effet d'interaction avec l'oxydation qui devrait faire l'objet d'un travail approfondi.

Enfin, l'extension de ce modèle au cas des pores réels doit être envisagée. Les pores situés dans les zones interdendritiques du matériau monocristallin constituant les aubes de turbine ont une forme irrégulière. Un pore va générer un champ de contrainte que nous pourrions assimiler à celui d'une entaille dont la géométrie (longueur et rayon de courbure) dépendra de la géométrie globale du pore. Nous pourrions donc analyser la durée de vie d'un tel pore en utilisant le modèle actuel qui prévoit la durée de vie à l'amorçage de fissure sur des entailles.

Ainsi, nous avons montré dans ce mémoire la possibilité de simuler de manière satisfaisante l'amorçage et la micro-propagation de fissure sur une entaille dans les superalliages monocristallins. Il s'agit d'une nouvelle étape dans le développement de futures méthodes de conception et de dimensionnement des aubes de turbine. Des modèles de durée de vie, capables de simuler l'amorçage et la propagation de fissure dans des conditions représentatives de la réalité, permettent d'envisager une diminution des coûts de maintenance, une augmentation de la puissance spécifique, un allègement de la consommation de carburant, ce qui conduit à une réduction des rejets polluants. Avec la connaissance de la prévision de durée de vie à l'amorçage de fissure sur des défauts de fonderie, les industriels pourront également définir plus facilement les critères d'acceptation des pièces et diminuer les coûts liés au recyclage des rebuts.

ANNEXE A

Modélisation d'une fissure s'amorçant sur une entaille

Il existe plusieurs méthodes pour modéliser par éléments finis la propagation de fissure (Chap III 3.6). Dans cette, nous présentons les différentes méthodes existantes puis nous détaillons la méthode utilisée.

Méthodes numériques pour simuler la propagation de fissure

Le relachement de nœud

Cette méthode, illustrée par la figure, consiste à bloquer les nœuds du ligament d'une fissure tant qu'ils ne sont pas rompus. La méthode consiste à imposer à la force de décroître linéairement dans le pas de temps.

Cette méthode nécessite la connaissance préalable du trajet de fissure et impose à la pointe de fissure de se situer sur un nœud. Elle permet de simuler des ruptures en 2D, mais il est beaucoup plus difficile de la mettre en œuvre en 3D lorsque le front de fissure n'est pas rectiligne.

Méthode de remaillage

Pour avoir une bonne idée des champs à proximité du front de fissure, il est nécessaire de conserver un maillage suffisamment fin lors de la propagation. C'est pourquoi des algorithmes de remaillage ont été proposés. Ces algorithmes sont très souvent complexes et délicats à mettre en œuvre. Après une opération de remaillage, il est nécessaire de projeter les champs de la solution du pas précédents sur le nouveau maillage. Comme les solutions discrétisées sur différents maillages ne sont pas les mêmes, une simple projection ne conduit pas à des champs en équilibre. Il faut donc une étape supplémentaire de rééquilibrage en prenant garde à conserver fermée la surface de fissure fraîchement introduite par le remaillage. Malheureusement, cette étape de rééquilibrage ne garantit pas la conservation de l'énergie mécanique du système pendant la projection. Ces opérations de projection et de relâchement modifient l'énergie du système discret de manière purement numérique.

Elimination d'éléments

Cette méthode consiste à attribuer une valeur proche de zéro au module d'Young des éléments satisfaisant un critère de rupture donné. Cette méthode est très simple d'application mais également très grossière. En effet, l'énergie consommée par l'avancée de la fissure dépend de la taille de maille. Lors de la propagation, on annule l'énergie d'un élément ; donc si on augmente le volume des éléments, on dissipe plus d'énergie. Il est nécessaire de prendre en compte la dépendance à la taille de maille dans les lois de comportement élastique en dommageable. Dans notre cas, la taille de maille varie beaucoup depuis le fond d'entaille ce qui ne nous permet pas d'utiliser cette méthode.

Les modèles de zones cohésives

L'analyse de la fissuration des matériaux peut également se faire par une approche basée sur la notion de « zone cohésive ». Cette dernière permet le couplage de l'avancée de fissure avec les différents mécanismes d'endommagement actifs en pointe de la fissure. Dans ce cas, la zone de décohésion complète est déjà localisée. Le principe d'une zone cohésive est de décrire complètement le processus de fissuration : le matériau perd localement de sa cohésion, et, cette dégradation augmentant, une fissure se crée progressivement.

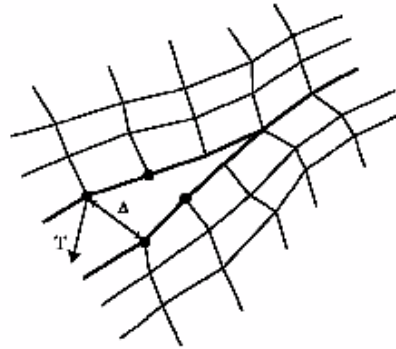


Figure A-1: Illustration de la zone cohésive

Pour modéliser cette dégradation dans un maillage éléments finis, un élément cohésif est introduit. Ce dernier est un élément surfacique ou linéique et est défini à partir des deux lèvres de la (future) fissure. Au niveau d'un élément cohésif existe une discontinuité Δ des déplacements de la structure. A ce saut correspond l'ouverture de l'élément cohésif, et est relié à des contraintes de cohésion σ réparties le long de la zone cohésive. Ces contraintes et cette ouverture permettent de définir l'état de dégradation du matériau : on définit la loi de comportement de la zone cohésive comme la relation reliant la relation Δ à σ . Cette dernière peut être de nature phénoménologique, ou inspirée d'observations à l'échelle inférieure.

Cependant la méthode des zones cohésives possède quelques limitations. Cette méthode est appropriée pour décrire un chemin de fissuration rectiligne, mais il n'est pas possible de mailler une large zone de l'éprouvette pour simuler un chemin quelconque de propagation à cause de la perte de rigidité que cela entraînerait. Il faut donc connaître au préalable la forme du chemin de fissuration. Pour pallier ce problème, il faut d'une part utiliser des raideurs initiales d'éléments de zone cohésive importantes pour minimiser l'épaisseur intrinsèque et d'autre part, utiliser une méthode de remaillage en pointe de fissure couplée à un critère de bifurcation de fissure pour rendre l'approche prédictive en termes d'évolution spatiale.

La limitation majeure de ce type de méthode reste le problème de saut de solution, c'est-à-dire l'existence de solutions non régulières lorsque utilisé en régime indépendant du temps. Ces problèmes de saut de solution ont été discutés par Bouvard (Bouvard, 2006).

Méthode des éléments finis étendus (X-FEM)

La méthode XFEM a fait son apparition plus récemment pour modéliser la propagation de fissure. Le plan de la fissure est modélisé par une fonction continue du milieu tridimensionnel (une fonction de niveau ou level set en anglais) qui donne en chaque point de l'espace la

distance signée au plan de la fissure. Une seconde fonction de milieu permet de décrire le front de fissure. Cette modélisation est associée à une méthode de calcul par éléments finis enrichis X-FEM, basé sur la partition d'unité, qui permet aux éléments d'être totalement ou partiellement traversés par la fissure. Grâce à cette méthode, il est inutile de remailler lorsque la fissure se propage, il suffit d'actualiser les fonctions de niveaux et de modifier la base des champs de déplacements X-FEM concernés par la nouvelle position de la fissure. (Moes 1999) (Pommier et al 2009)

Mais cette dernière méthode est encore trop peu avancée pour envisager des simulations de propagation de fissure avec un comportement viscoplastique anisotrope et des chargements complexes.

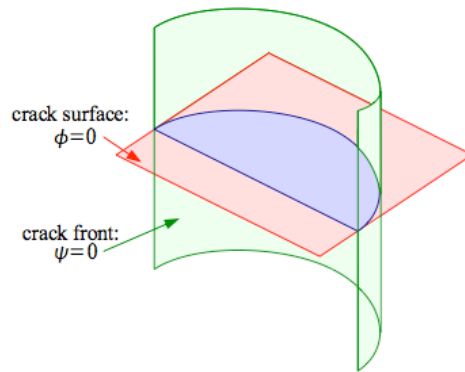


Figure A-2 : Définition de la géométrie de la fissure depuis le couple de fonctions de niveau (ψ et ϕ)

Etude de la plasticité en pointe de fissure

Pour modéliser la propagation de fissure, nous proposons de doubler les nœuds sur le plan situé devant le fond d'entaille jusqu'à la fin de l'enveloppe (figure A-3).

On utilise l'angle Φ (représenté sur la figure A-3) entre le rayon r_0 (passant par le centre de l'entaille) et le rayon r associé au front de la fissure

On utilise la condition suivante : si Φ est inférieur à une fonction du temps ($f(t)$), les nœuds compris entre le fond d'entaille et la droite r restent soudés. Si l'angle est supérieur à la fonction $f(t)$, on relâche les nœuds en utilisant un déplacement égal à 0 sur les nœuds doublés ce qui a pour effet de créer une fissure. De cette manière, on respecte bien l'effet de traction et de compression sur la fissure. Quand le chargement est en traction la fissure est ouverte.

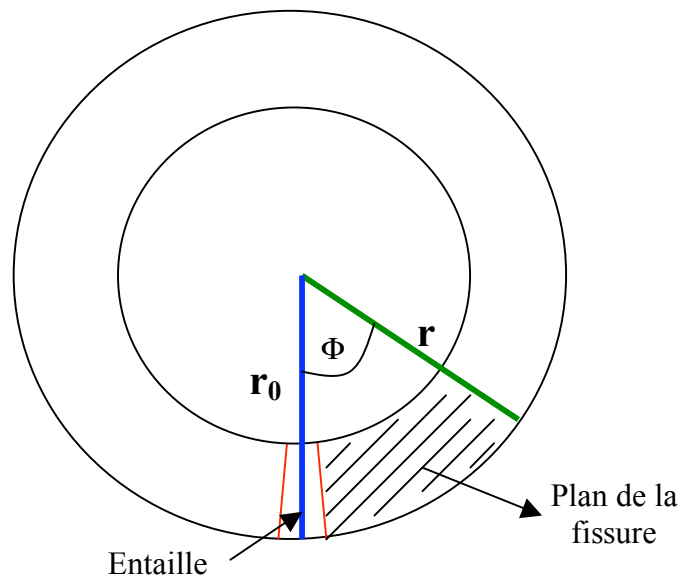
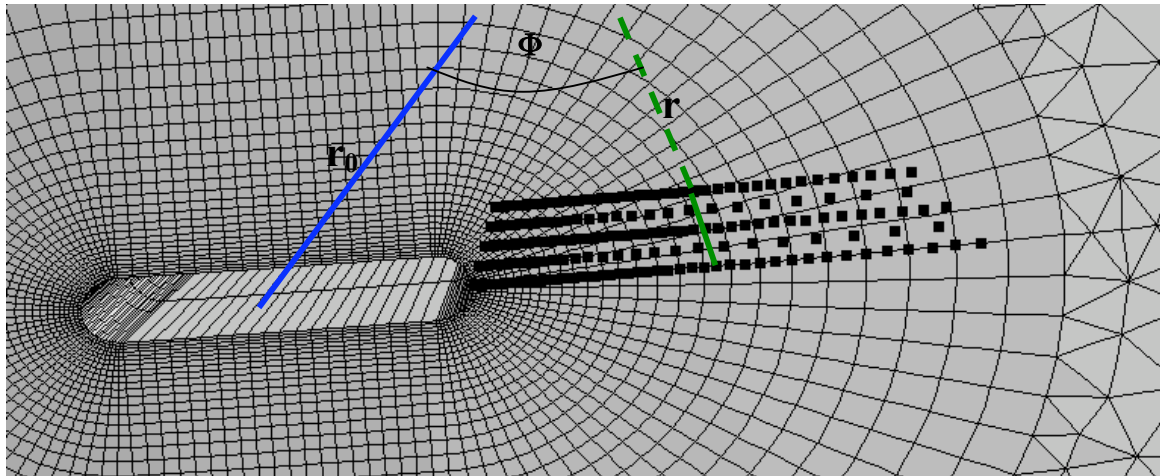


Figure A-3 : Représentation du plan de fissuration à partir du fond d'entaille

Sur les cartographies, (Figure A-4) sont représentés les contraintes normales pour différentes longueurs de fissure au pic de traction. On observe bien la zone plastique devant la fissure très intense quand celle-ci est courte. La plasticité est donc bien un élément d'explication de la variation de vitesse de fissure courte.

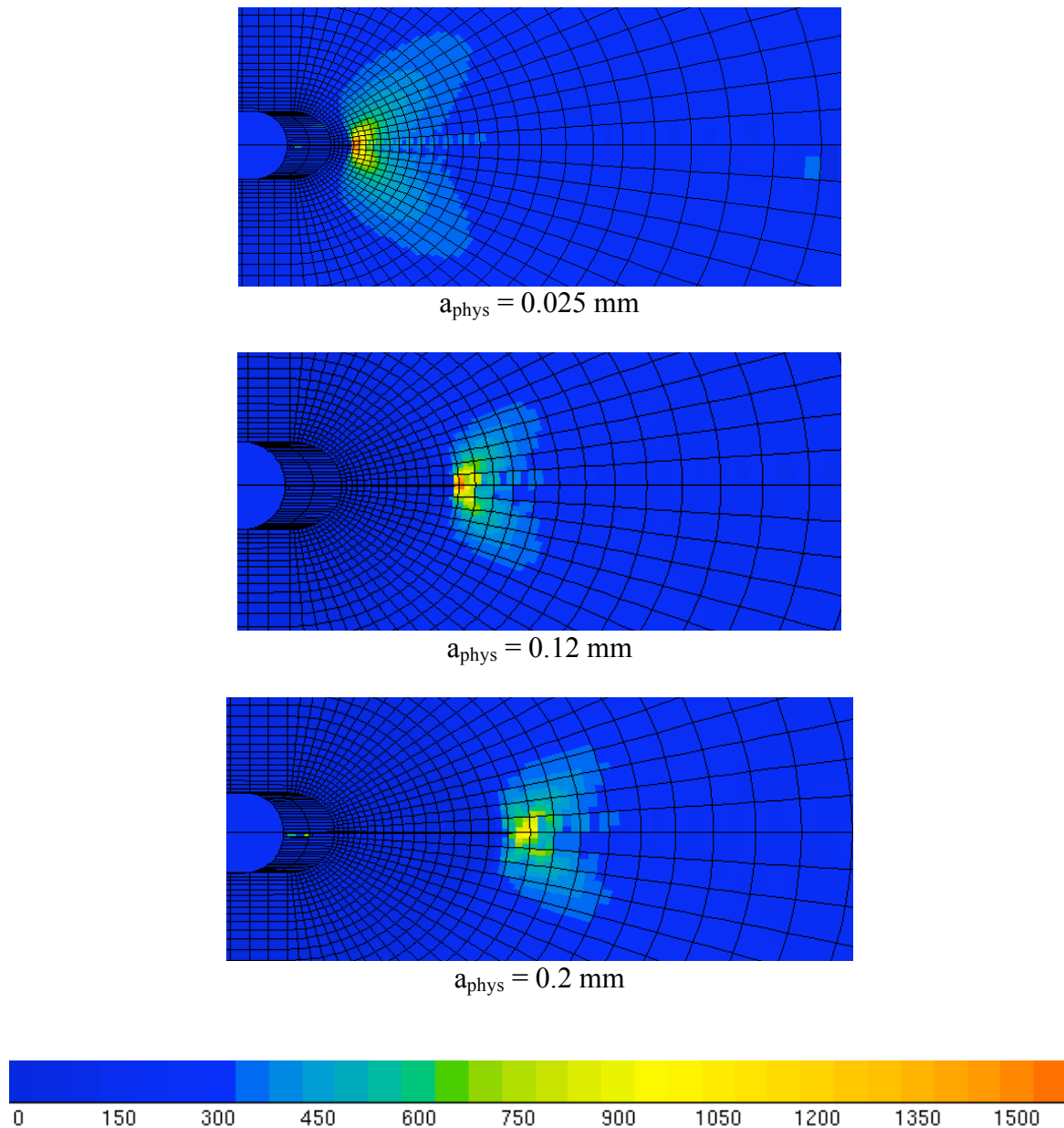


Figure A-4 : cartographie des contraintes normales (MPa) σ_{zz}

Sur les Figure A-5(a) et Figure A-6(a) est représentée l'évolution de la contrainte normale en fonction du temps respectivement à une distance du fond d'entaille de 0.08 mm et 0.35mm. Nous avons récupéré ces données pour un nœud au-dessus et en-dessous du plan de propagation de fissure. Sur chaque graphe est également tracée la longueur de fissure en fonction du temps.

On remarque que l'évolution de la contrainte en fonction du temps est quasiment identique pour le nœud en dessous et au-dessus du plan de la fissure (Figure A-5 (b)).

On remarque également que tant que la fissure n'atteint pas le nœud considéré, la contrainte normale est bien symétrique. Pour les nœuds situés près du fond d'entaille, (par exemple 0.08 mm sur la Figure A-5(a), la contrainte évolue entre 359 et -359 MPa. Pour les nœuds situés plus loin du fond d'entaille (par exemple 0.345 mm sur la figure A-6(a) la contrainte évolue toujours entre 245 et -245 MPa. On en déduit que lorsqu'on est situé près de l'entaille, les contraintes sont plus importantes car on prend en compte le champ généré par l'entaille.

Lorsqu'on est suffisamment éloigné de l'entaille, on sort du champ généré par celle-ci et par conséquent, on mesure la contrainte globale de l'éprouvette.

Lorsque la fissure atteint le nœud considéré, le niveau de contrainte augmente jusqu'à un maximum. L'intensité de la contrainte devant la pointe de la fissure est plus forte lorsque celle-ci est située très près de l'entaille. Cependant, il faut rester vigilant quant à l'analyse des niveaux d'intensité de contrainte en pointe de fissure au fur et à mesure qu'elle avance. En effet, ces mesures sont précises lorsqu'on est situés près de l'entaille car les éléments ont taille très fines, mais plus on s'éloigne du fond d'entaille, plus la taille de maille augmente et génère donc un gradient à l'intérieur d'un même élément. La mesure de contrainte réalisée est alors moins précise.

De plus, ce calcul possède quelques limites. Lorsque le chargement est en compression, des problèmes de contact entre les lèvres de la fissure vont induire des résultats qui ne sont pas cohérents avec la réalité. Ce type de calcul reste intéressant quand le chargement est effectué avec un rapport de charge R positif. Pour gérer le problème de contact il faudrait appliquer un modèle de zones cohésives dans le cas d'un chargement cyclique couplant endommagement, frottement, et contact entre les lèvres de la fissure.

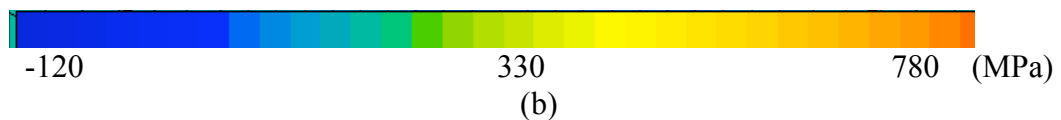
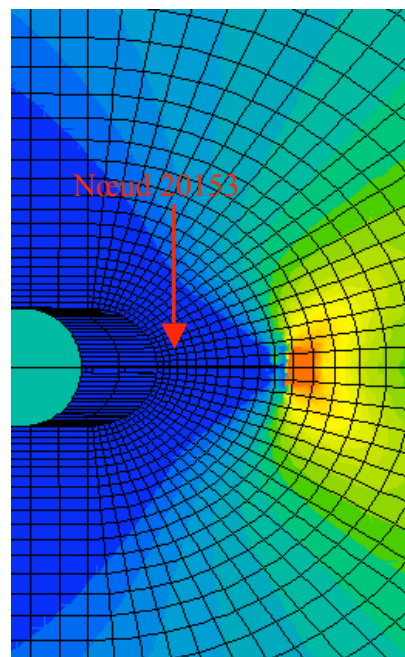
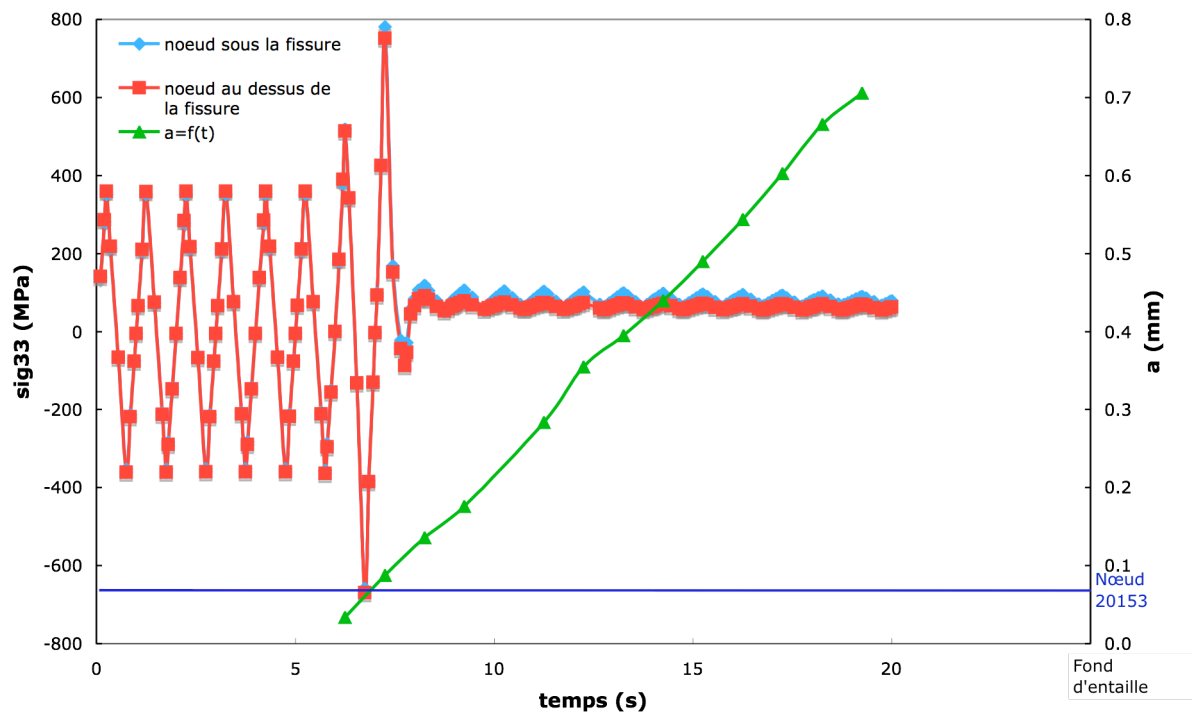


Figure A-5: (a) Evolution de la contrainte normale en fonction du temps pour le nœud 20153 situé à une distance de 0.08mm du fond d'entaille (b) Contrainte normale – indication du nœud 20153 ($a_{\text{fiss}}=0.1$ mm $t=8.25$ s)

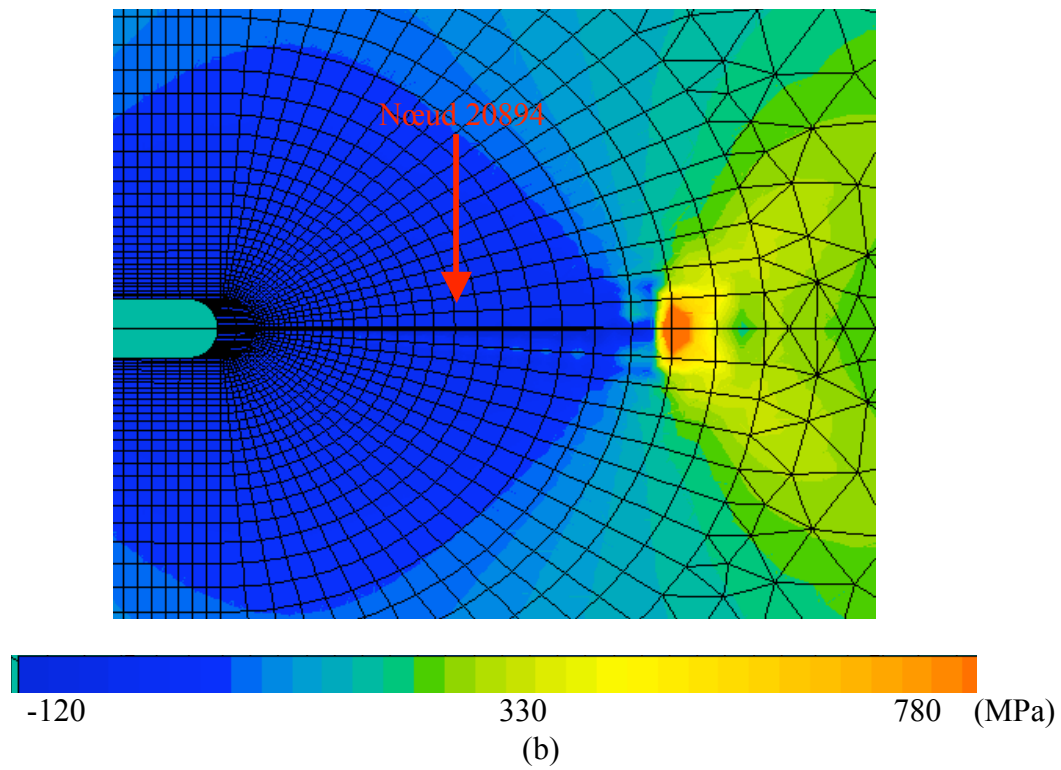
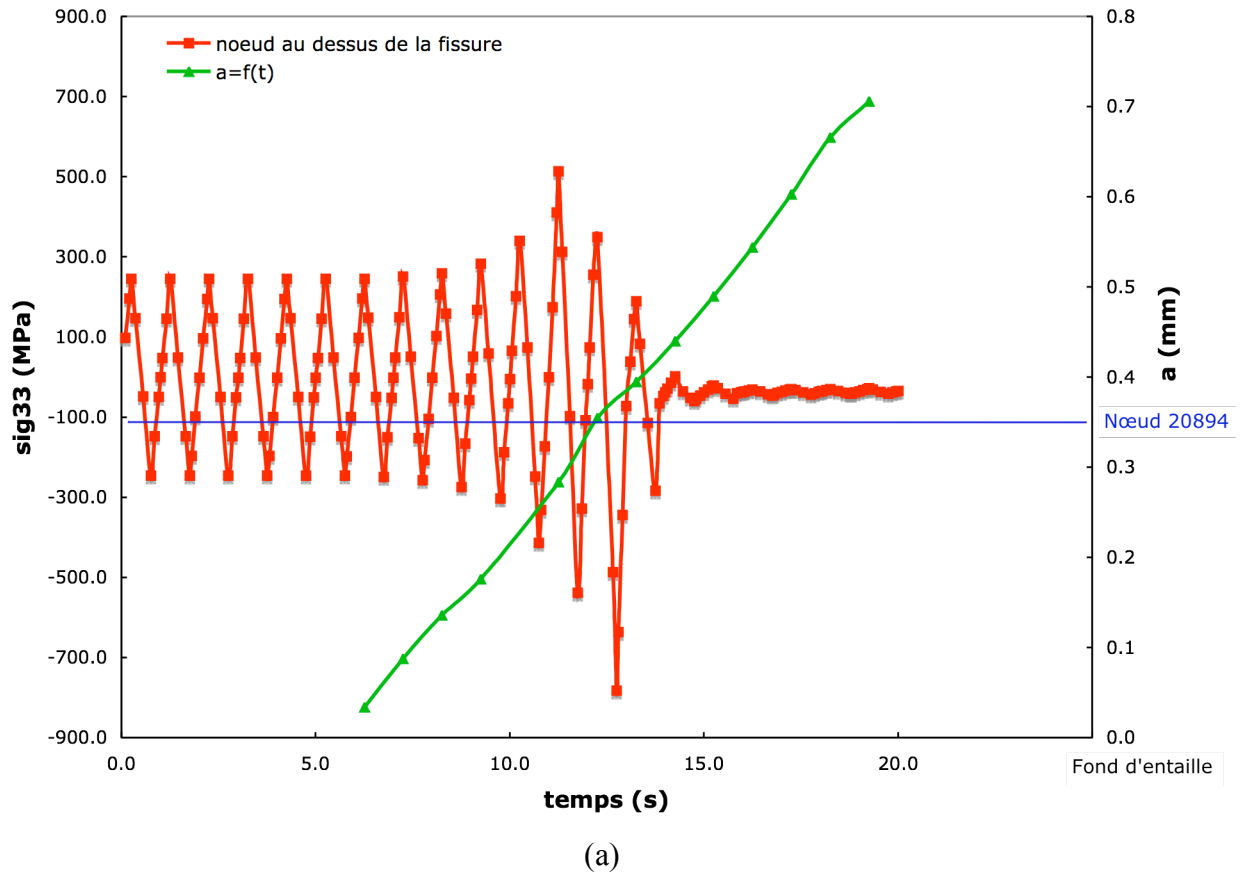


Figure A-6: (a) Evolution de la contrainte normale en fonction du temps pour le nœud 20894 situé à une distance de 0.35 mm du fond d'entaille (b) Contrainte normale – Indication du nœud 20894 ($a_{\text{fiss}}=0.65$ mm $t=18.25$ s)

ANNEXE B

Application du modèle au calcul avec propagation de fissure

Nous avons appliqué le modèle local présenté au chapitre IV (paragraphe 4.2) au calcul sur éprouvette tubulaire entaillée avec propagation de fissure (Présenté dans l'annexe A). L'élément de volume sur lequel est appliqué le modèle est l'élément situé devant la pointe de la fissure modélisée. De cette manière on prend en compte non seulement le champ généré par l'entaille et le gradient de contrainte en pointe de fissure. Nous avons analysé 4 longueurs de fissure différentes : $a_0 + \Delta a = 0.28108 \text{ mm}$, 0.3356 mm , 0.3833 mm et 0.4238 mm . Le modèle de post-traitement est appliqué sur l'élément au pic maximal de déformation du cycle de manière à s'affranchir des problèmes de contact des lèvres de la fissure en compression que génère ce type de calcul.

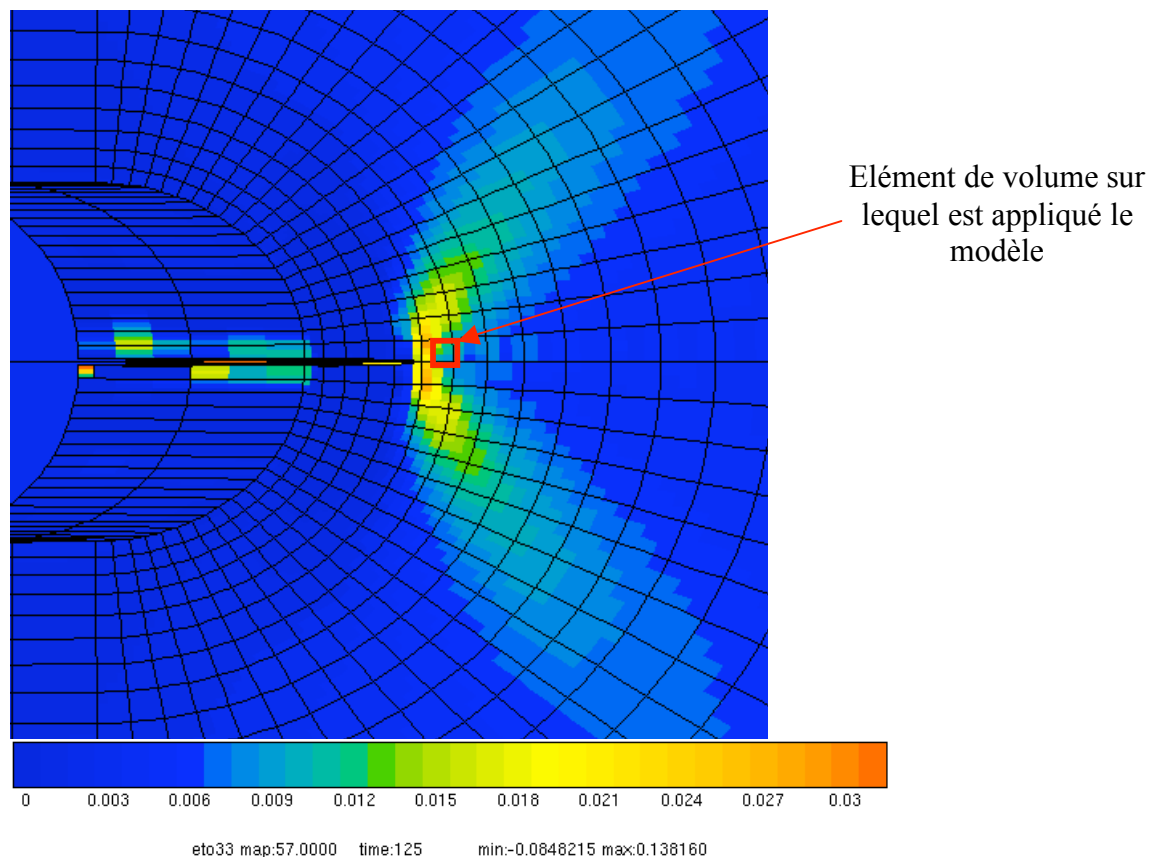


Figure B-1 : Exemple d'élément de volume utilisé pour le modèle de micropropagation

Les résultats du modèle appliqué sur le calcul avec propagation de fissure sont présentés sur les Figure B-2, Figure B-3 et Figure B-4. Le modèle parvient à estimer correctement les premières valeurs de vitesse de propagation de fissure sauf pour le chargement à 1Hz. Ce problème est sans doute dû au fait que les paramètres du modèle liés à l'oxydation ne sont plus valables pour ce type de calcul. Le modèle estime correctement les valeurs de vitesse de propagation jusqu'à une longueur de fissure de $a = a_0 + \Delta a = 0.3833 \text{ mm}$. Au-delà la valeur d'énergie plastique chute brutalement et les valeurs de vitesse estimée deviennent alors très faibles par rapport à la valeur expérimentale. (Figure B-5 et Figure B-6)

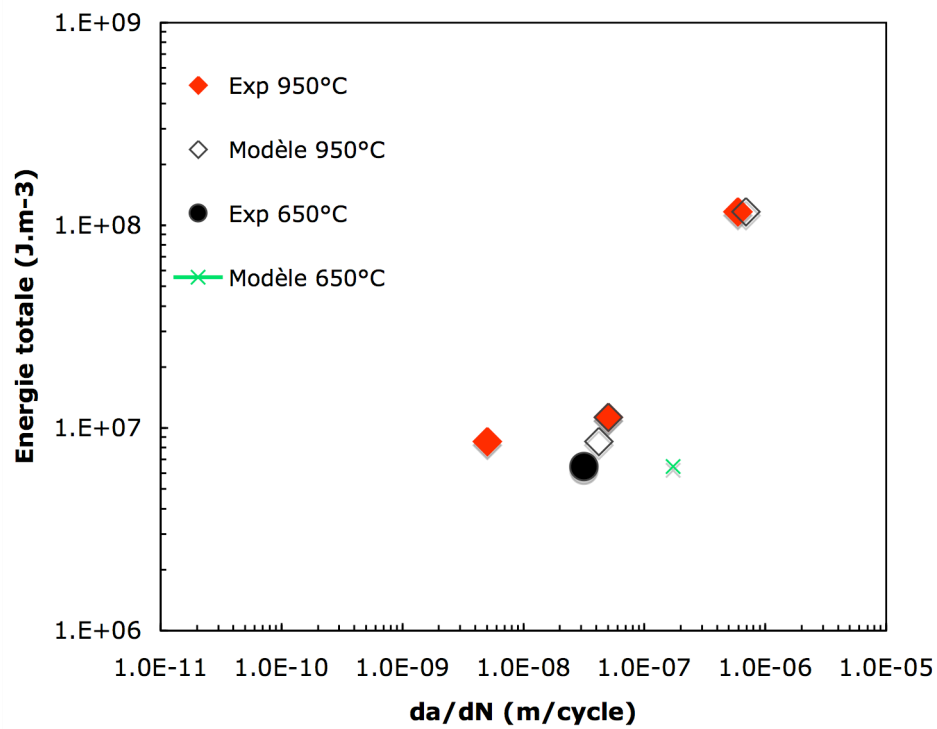


Figure B-2: Evolution de l'énergie totale en fonction des vitesses de propagation : Comparaison des vitesses de propagation estimées par le modèle avec propagation de fissure et les vitesses expérimentales. ($a_0 + \Delta a = 0.28108$ mm)

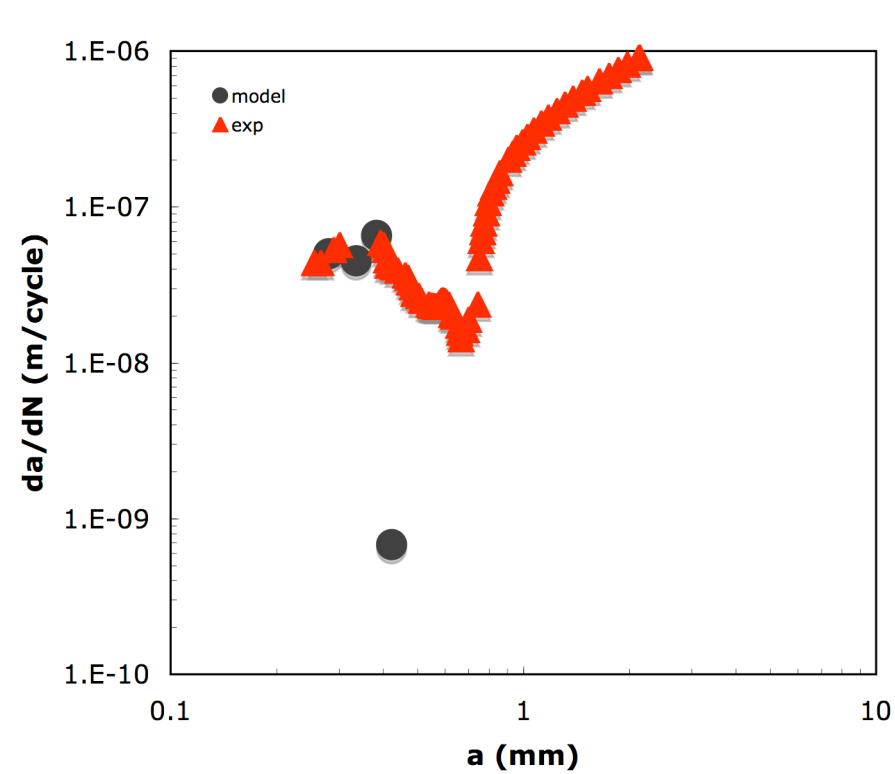


Figure B-3: Comparaison des vitesses de propagation de fissure estimées par le modèle de micropropagation avec les vitesses expérimentales pour le chargement à 950°C 0.05Hz 0.5%

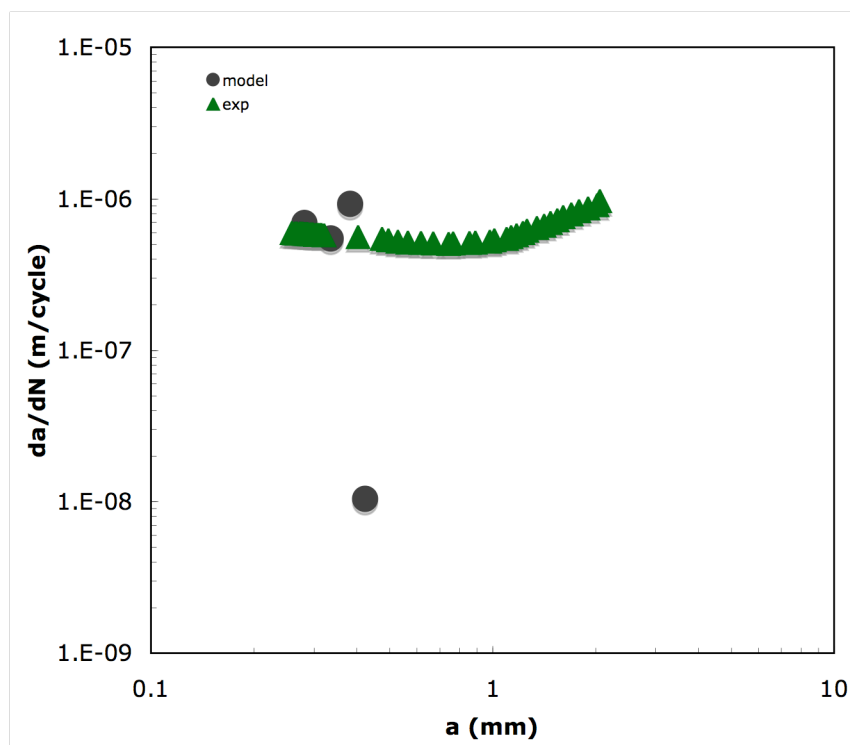


Figure B-4 : Comparaison des vitesses de propagation de fissure estimées par le modèle de micropropagation avec les vitesses expérimentales pour le chargement à 950°C 0.05Hz 0.8%

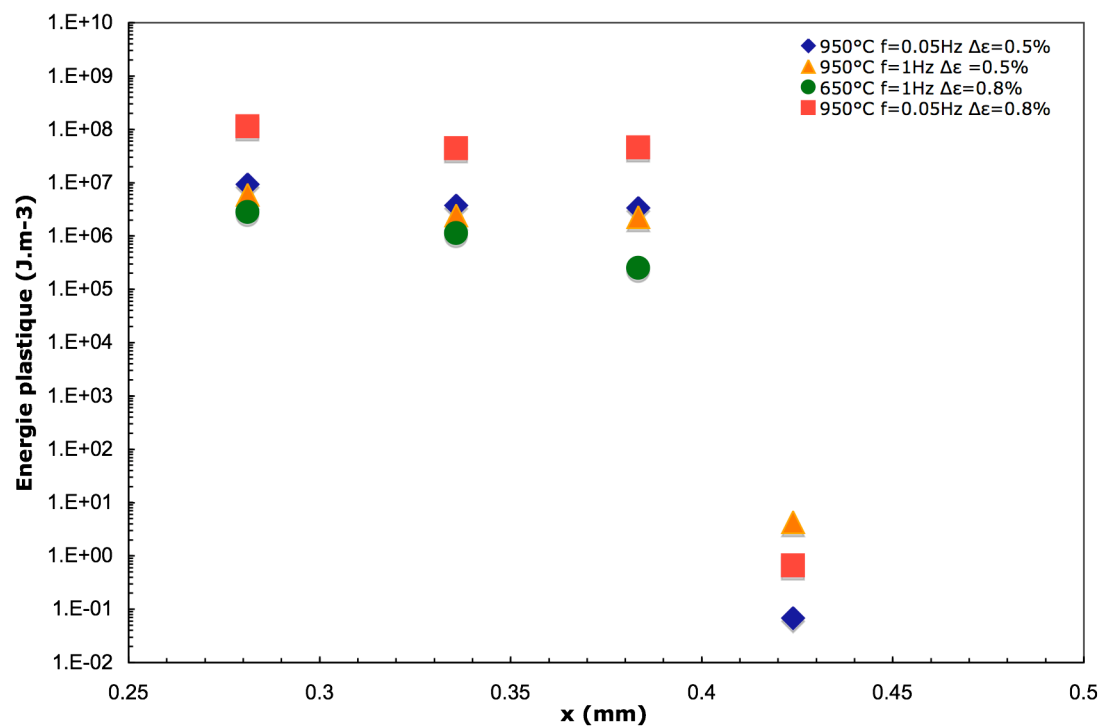


Figure B-5: Evolution de l'énergie plastique en fonction de $x = a_0 + \Delta a$

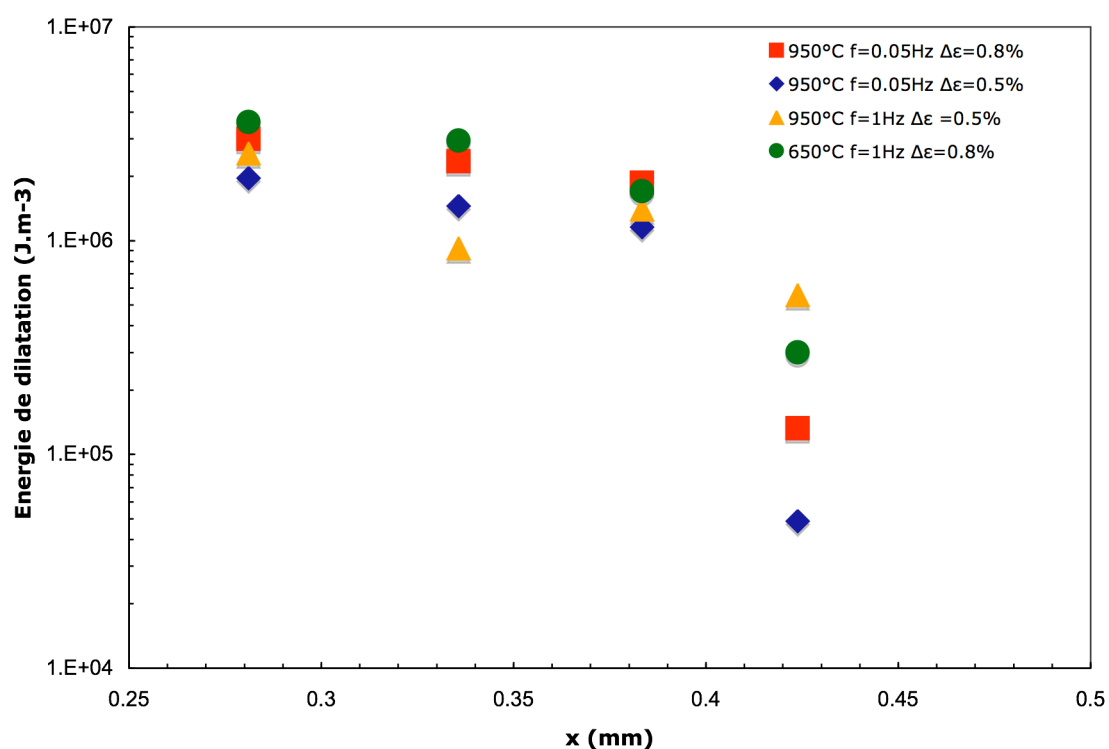


Figure B-1 : Evolution de l'énergie de dilatation en fonction de $x = a_0 + \Delta a$

ANNEXE C

Application du modèle à l'approche non locale

On trouvera dans cette annexe associée au chapitre IV 4.5 la Figure C-1 montrant l'évolution de densité d'énergie de dilatation en fonction de la vitesse de propagation de fissure. La Figure C-2 montre l'évolution de l'énergie plastique en fonction de la vitesse de propagation de fissure.

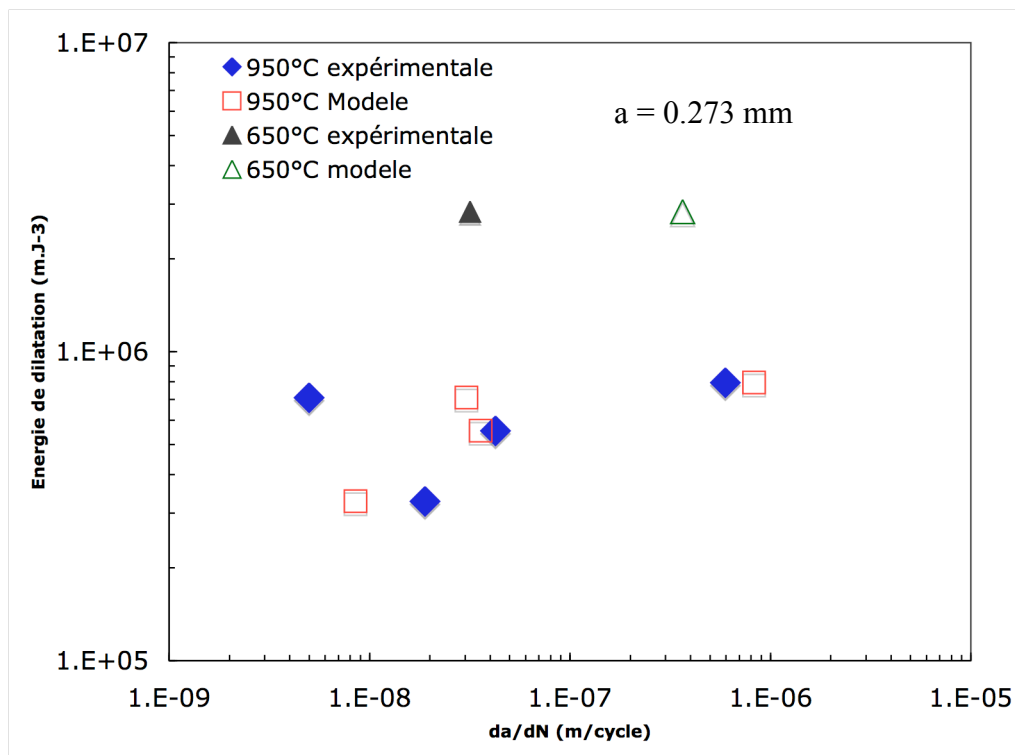
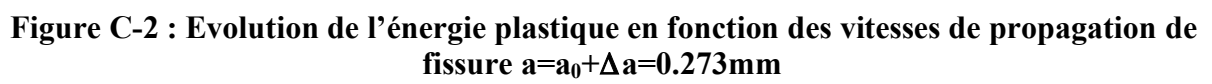


Figure C-1 : Evolution de l'énergie de dilatation en fonction des vitesses de propagation de fissure $a=a_0+\Delta a=0.273\text{mm}$



Bibliographie

- ALAM, A. M. et REMY, L., HADDAR, N., KOSTER, A., MARCHAL, N. 2007. « Growth of small cracks and prediction of lifetime in high-temperature alloys » *Material Science and Engineering A*. Volume 458-470 Page 40-50 (Nov)
- ALAM, A. M. et REMY, L. 2001. « Modèle de calcul de durée de vie des matériaux sous chargement de fatigue-fluage et d'oxydation : application aux essais LCF et FMT des superalliages monocristallins AM1 et CMSX4. » *Rapport interne, Ecole Nationale Supérieure des Mines de Paris - Centre des Matériaux*.
- ALAM, A.M, KOSTER, A., REMY, L. 2002, «A physical-base model for life prediction of single crystal turbine blades under creep-fatigue loading and thermal transient conditions » in: L. Rémy, J. Petit (Eds.), *Temperature-Fatigue Interaction*,ESIS Publication 29, Elsevier, Paris,, pp. 203–212.
- ASLAN, O., FOREST, S. 2009. « Crack growth modelling in single crystals based on higher order continua » *Computational Materials Science* (45) 756-761
- BERNEDE, P. 1994. "Effet de l'oxydation sur la fissuration en fatigue-fluage d'un superalliage pour disque de turbines, l'Astrolay." *Thèse de doctorat, Ecole Nationale Supérieure des Mines de Paris*.
- BETTGE, D., OSTERLE, W. 1999. "Cube slip" in near-[111] oriented specimens of a single-crystal nickel-base superalloy. *NI, Nickel base alloys; SP, Superalloys*, 40, 389-395.
- BILBY B, SWINDEN A, COTTRELL AH. 1964 "Plastic yielding from sharp notches." *Proceedings of the Royal Society of London* ; 279(A) : 1.
- BONNAND, V. 2006. « Etude de l'endommagement d'un superalliage monocristallin en fatigue thermo-mécanique multiaxiale. » *Thèse de doctorat de l'Ecole Nationale Supérieure des Mines de Paris*
- BOUVARD, J.L, 2006. « Modélisation de la propagation de fissure dans les aubes de turbines monocristalline ». *Thèse de doctorat de l'Ecole Nationale Supérieure des Mines de Paris*.
- BUECKNER, H.F 1973. Field singularities and related integral representations, in *Mechanics of fracture*. 1, 239-314.
- BUECKNER, H. F. 1987. "Weight functions and fundamental fields for the penny-shaped and the half-plane crack in three-space." *International Journal of Solids and Structures*, 23, 57-93.
- BUECKNER, H. F. 1989. "Observations on weight functions." *Engineering Analysis with Boundary Elements*, 6, 3-18.
- BUIS, H. D. 1978. *Mécanique de la rupture fragile*. Masson ed.

- CHABOCHE, J. L. 1977. "Sur l'utilisation des variables d'état interne pour la description de la viscoplasticité cyclique avec endommagement. Problèmes Non Linéaire de Mécanique" *Symposium Franco-Polonais de Rhéologie et Mécanique*.
- CHABOCHE, J.L. 1982. "Lifetime predictions and cumulative damage in high temperature conditions." ASTM STP 770 Philadelphia : American Society for Testing and Materials
- CHABOCHE, J.L., GALLERNEAU, F. 2001, "An overview of the damage approach of durability modelling at elevated temperature." *Fatigue Frac Eng Later Struc Vol 24* : 405 - 418
- CHALANT, G., REMY, L. 1983 "Model of fatigue crack propagation by damage accumulation at the crack tip" *Engineering Fracture Mechanics Vol 8. Issue 5. Page 939-952*.
- CHALLANT G, RÉMYL.1980 "The slip character and low cycle fatigue behaviour: the influence of FCC twinning and strain-induced FCC–HCP martensitic transformation." *Acta Met* ;28:75–88.
- CHARKALUK, E., CONSTANTINECU, A. 2000 "An energetic approach in thermomechanical fatigue for silicon molybdenum cast iron." *Mater High Temp Vol 17 Page 373-380*
- CHIANDUSSI, G., ROSSETTO, M. 2005. "Evaluation of the fatigue strength of notched specimens by the point and line methods with high stress ratios." *International Journal of Fatigue*, 27, 639-650.
- CHIERAGATTI, R. 1987. "Influence de l'orientation cristallographique sur le comportement en fatigue oligocyclique du Mar-M200 monocristallin." *Thèse de doctorat, Ecole Nationale Supérieure des Mines de Paris*.
- CHIERAGATTI, R., RÉMY, L. 1991. "Influence of orientation on the low cycle fatigue behaviour of MAR-M200 single crystals. Part II : Cyclic stress-strain behaviour." *Materials Science and Engineering*.
- CLARK, G. & KNOTT, J. 1975. "Measurement of Fatigue Cracks in Notched Specimens by Means of Theoretical Electrical Potential Calibrations." *Journal of the Mechanics and Physics of Solids*.
- COFFIN, LF. 1954. " A study of the effect of cyclic thermal stresses in a ductile metal." *Trans ASME*; 76:931.
- CONSTANTINESCU, A. ; CHARKALUK, E. ; LEDERER, G. ; VERGER, L. 2004, "A computational approach th thermomechanical fatigue." *International Journal of Fatigue* 26(8):805 - 818
- CORDEBOIS, J. P. & SIDOROFF, F. 1979. Anisotropie élastique induite par l'endommagement. Grenoble: *Editions du CNRS*.

- DANG VAN K 1974 "Sur la résistance à la fatigue des matériaux" Sciences et technique de l'armement" 641-722
- DAVINSON, D., CHAN, K., MACCLUNG, R. & HUDAK, S. 2003. "Small Fatigue Cracks." *Elsevier Pergamon ed. Comprehensive structural integrity*.
- DEFRESNE, A. 1989. "Endommagement en fatigue oligocyclique à 650°C de superalliages monocristallins à base de nickel : influence de l'orientation cristallographique et d'une concentration de contrainte." *Thèse de doctorat de l'école Nationale Supérieure des Mines de Paris*
- DEFRESNE, A. & REMY, L. 1990. "Fatigue behaviour of CMSX 2 superalloy [001] single crystals at high temperature I: Low cycle fatigue of notched specimens." *Materials Science and Engineering A*, 129, 45-53.
- DOWLING, N.E., BEGLEY, J.A. 1975 "Fatigue crack growth during gross plasticity and the J- integral." *Mechanics of Crack Growth. ASTM STP 590* 82–103.
- EICHLSEDER, W. 2002. Fatigue analysis by local stress concept based on finite element results. *Computers & Structures*, 80, 2109-2113.
- ELBER, W. 1970. "Fatigue-Crack Closure Under Cyclic Tension." *Eng Fracture Mech*, 2, 37-45.
- ELBER, W. 1971. "The significance of fatigue crack closure. American Society for Testing and Materials.: In Damage Tolerance in Aircraft Structures" - *ASTM STP* 486.
- EL HADDAD, M. H., TOPPER, T. H. & SMITH, K. N. 1979. Prediction of Non Propagating Cracks. *SAM, Manganese steels; SCL, Low carbon steels*, 11, 573-584.
- ELLYIN, F. XIA, Z. 1993 "A general fatigue theory and its application to out-of-phase cyclic loading." *Trans ASME? J Eng Mater Technol* Vol 115 Pahe 411-6
- EVANS, W. J. 1997. "Environmental interactions with fatigue crack growth in alpha/beta titanium alloys." *In: BACHE, M. R., MCELHONE, M. & GRABOWSKI, L. (eds.). Int. J. Fatigue*.
- FATEMI A., SOCIE D.F., 1988" A critical plane approach to mutiaxial fatigue damage including out-of-phase loading" *Fatigue Fract Eng Mater STruc* 11(3) : 149 - 65
- FAWLEY, R. W. 1972. "Superalloy Progress: in The Superalloys" C. T. Sims, W. C. Hagel (Eds.). John Wiley & Sons: New York, p.20.
- FEDELICH, B. (1999). « A microstructure based constitutive model for the mechanical behavior at high temperatures of nickel-base single crystal superalloys. » *Computational Materials Science*, 16:248–258.

- FEDELICH, B. (2002). « A microstructural model for the monotonic and the cyclic mechanical behavior of single crystals of superalloys at high temperatures. » *International Journal of Plasticity*, 18:1–49.
- FENG, L., ZHANG, K.-S., ZHANG, G. & YU, H.-D. 2002. Anisotropic damage model under continuum slip crystal plasticity theory for single crystals. *International Journal of Solids and Structures*, 39, 5279-5293.
- FERNANDEZ, R. LECOMTE, J. C KATTAMIS, T. Z, 1978 "Effect of Solidification Parameters on the Growth geometry of MC Carbide in IN-100 Dendritic Monocrystals;" *Metall. Trans. A*, vol. 9A, p. 1373.
- FLAVENOT, J. F. & SKALLI, N. 1983. "The Critical Surface Layer in a New Approach to Calculated Fatigue in Structures Submitted to Multiaxial Stresses." *SACM, Chromium molybdenum steels; TI, Titanium base alloys; AL, Aluminum base alloys*, 15-25.
- FLEURY, E. 1991. "Endommagement du superalliage monocristallin AM1 en fatigue isotherme et anisotherme." *These, Ecole Nationale Supérieure des Mines de Paris*.
- FOREST, S. et PILVIN, P. (1996). « Modelling the cyclic behaviour of two-phase single crystal nickel-base superalloys. » In Pineau, A. et Zaoui, A., éditeurs : *IUTAM Symposium on Micromechanics of Plasticity and Damage of Multiphase Materials*, pages 51–58. Kluwer Academic, Netherlands.
- FRANCOIS, M., 1989. "Rôle de l'oxydation dans l'endommagement en fatigue thermique de l'alliage MarM509 pour aubes fines de turbomachines." *Mémoire CNAM, Conservatoire National des Arts et Métiers*.
- GERARD, N. 2003. "Etude du comportement des fissures courtes au fond d'une entaille mécanique sous sollicitation en fatigue." *Thèse de doctorat, Université de Tours*.
- GU, I., RITCHIE, R. O. (1999). « On the Crack-Tip Blunting Model for Fatigue Crack Propagation in Ductile Materials. » In Panontin, T. L. et Sheppard, S. D., *Fatigue and Fracture Mechanics : 29th volume - ASTM STP 1332*. American Society for Testing and Materials.
- HAHN, HOAGLAND, ROSENFELD 1971 *Metallurgical Transactions*; Vol. 2; p.537.
- HALFORD GF, HIRCHBERG MH, MANSON SS, 1973 "Temperature effect on the strain range partitioning approach for creep fatigue analysis, fatigue at elevated temperature. ASTM STP 520. American Society for Testing and Materials; p 658 - 669
- HANRIOT, F. 1993. "Comportement du superalliage monocristallin AM1 sous sollicitations cycliques." *Thèse de doctorat, Ecole Nationale Supérieure des Mines de Paris*.
- HUDACK, S. J. 1981. "Small cracks behaviour and the prediction of fatigue life." *ASME J. Eng. Mater. Technol.*
- JAHED, H. ; VARVANI-FARAHANI, A. ; NOBAN, M. ; KHALAJI, I. 2007, "An energy based fatigue life assessment model for various metallic materials under proportional an

- non proportional loading conditions." *International Journal of Fatigue* Vol 29 Page 647 655
- JOHNSON, H. 1965. "Calibrating the Electric Potential Method for Studying Slow Crack Growth." *Material Research and Standards*.
- KACHANOV, L. M. 1974. Time of the rupture process under creep conditions. *Izv.Akad.Soc.,London*.
- KITAGAWA, H. 1967. "Proceeding of the 2nd International Conference on Mechanical Behavior of Material." TAGAHASHI, S. (ed.). Boston, Massachussets.
- KITAGAWA, H., TAKAHASHI, S. 1976. "Applicability of Fracture Mechanics to Very Small Cracks or the Cracks in the Early Stage." *Second International Conference on Mechanical Behavior of Materials.ASM, Metals Park, Ohio.1976*.
- KRUZIC, J. J. 1999. "On the fatigue behaviour of 9-based titanium aluminides: role of small cracks." CAMPBELL, J. P. (ed.) Ritchie, R. O. *Acta mater*.
- LAIRD, C., SMITH, G.C. 1962 "Crack propagation in high stress fatigue". *Phil Mag* 7:847 57.
- LAMBA, H.S. 1975 "The J-integral applied to cyclic loading." *Eng Fract Mech*;7: 693–703.
- LEMAITRE, J., CHABOCHE, J.L., 2004. "Mécanique des matériaux solides" Ed. Dunod, 2ième édition. 2004.
- LIU YJ,KANG GZ, GAO, Q, 2008,"Stress based fatigue failure models for uniaxiale ratchetting-fatigue interaction" *Int J Fatigue*; 30 : 1065 - 1073
- MALPERTU, J.-L., 1987. "Fatigue mécano-thermique d'un superalliage à base de nickel. " Thèse de doctorat, Ecole Nationale Supérieure des Mines de Paris.
- MALPERTU, J. L., REMY, L. 1990. "Influence of tests parameters on the thermal - mechanical fatigue behaviour of a superalloy." *Metallurgical Transactions a Physical Metallurgy and Material Science* Volume 1 Issue 2 page 389-399
- MANSON, S. S. 1965. "Fatigue:a complex subject - Some simple approximations." *Experim. Mech*.
- MANSON,S.S. 1973."The challenge to unify treatment of high temperature fatigue a partisan proposal based on strain range partitioning, fatigue at elevated teperature." AE, Mc Evily AJ, Wells CH, editors. ASTM STP 520. Philadelphia : American Society for Testing and Materials 44-782
- MANSON, S.S., HIRSCHBERG, M.H. 1966 "Crack initiationandpropagationinnotched fatigue specimens". In: Yokobori T, et al. editors. *Proceedings of the first conference on fracture*, vol. 1. Berlin:Springer;. p. 479–99.

- MARCHAL, N. 2006. "Propagation de fissure en fatigue-fluage à haute température de superalliage monocristallins à base de nickel." *Thèse de doctorat, Ecole Nationale Supérieure des Mines de Paris*.
- MARCHAL, N., FOREST, S., REMY, L., DUVINAGE, S., 2006. "Simulation of fatigue crack growth in single crystal superalloys using local approach to fracture" ,in:D. Steglich J. Besson, D. Moinereau (Eds.) *Local approach to fracture, 9th European Mechanics of Materials Conference, Euromech-Mecamat, Moret-sur-Loing, France, Presses de l'Ecole des Mines de Paris, 2006, pp. 353–358.*
- MAUREL, V., REMY, L., DAHLEN, F., HADDAR, N. 2009 "An engineering model for low cycle fatigue life based on a partition of energy and micro-crack growth" *International Journal of Fatigue* (31) page 952-961
- MCCLINTOCK, F. A. 1963. "On the Plasticity of the Growth of Fatigue Cracks." In Drucker, D. C. et Gilman, J. J. *Fracture of Solids*,: Interscience, New-York
- MERIC, L., POUBANNE, P. & CAILLETAUD, G. 1991. "Single Crystal Modeling for Structural Calculations." I. Model Presentation. *NI, SP, Nickel base alloys, Superalloys*, 113, 162-170.
- MILLER, K. J. 1982. *Fat. Eng .Mat . Struct.*
- MILLER, K. J. 1986. "The behaviour of short fatigue crack." DE LOS RIOS, E. R. (ed.). *Europeen Group on Fracture*.
- MILLER, K. J. 1987. "The Behaviour of Short Fatigue Cracks and Their Initiation. II. A General Summary." *AL, Aluminum base alloys*, 10, 93-113.
- MILLER, K. J. 1988. "The Behaviour of Short Fatigue Cracks and Their Initiation. (Retroactive Coverage)." *Mechanical Behaviour of Materials*. V. Vol. 2; Beijing; China; 3-6 June 1987, 1357-1381.
- MILLER, K. J. 1992. "Short fatigue cracks." DE LOS RIOS, E. R. (ed.). *European Structural Integrity Society: Mechanical Engineering Publication, London*.
- MILLER, K. J. 1993. "Material Science perspective of metal resistance." *Mater. Sci. Technol.*
- MINER, R. V., GABB, T. P., GAYDA, J. & HEMKER, K. J. 1986. "Orientation and Temperature Dependence of Some Mechanical Properties of the Single-Crystal Nickel-Base Superalloy Rene N4: III. Tension--Compression Anisotropy." *NI, SP, Nickel base alloys, Superalloys*, 17A, 507-512.
- MOES, N., DOLBOW, J. BELYTSCHKO, T. (1999). "A finete element method for carck growth without remeshing" *Internat. J. Numer. Method Engrg.*, 46(1) : 133-150
- MOREL, F., MOREL, A. & NADOT, Y. 2009. Comparison between defects and micro-notches in multiaxial fatigue - The size and the gradient effect. *International Journal of Fatigue*.

- MUGHRABI, H. 1978. "The cyclic hardening and saturation behaviour of copper single crystals." *Materials Science and Engineering*.
- MURAKAMI, Y. 1987. "Stress Intensity factors handbook." *Pergamon Press*.
- NADOT, Y. & BILLAUDEAU, T. 2006. Multiaxial fatigue limit criterion for defective materials. *Engineering Fracture Mechanics*.
- NEUBER, H. 1969. THEORETICAL CALCULATION OF STRENGTH AT STRESS CONCENTRATION. *Czechoslovak Journal of Physics*, 19, 400-&.
- NOUAILHAS, D., CAILLETAUD, G. 1992. "Comparison of Various Anisotropic Criteria for Fcc Single-Crystal." *Comptes Rendus De L Academie Des Sciences Serie Ii*, 315, 1573-1579.
- OSTERGREN, W.J., 1976, "A damage function and associated failure equations for predicting hold time and frequency effects in elevated temperature, low cycle fatigue" *J Test Eval* 4: 327 - 339
- PALIN-LUC, T., MOREL, F. 2005. "Critical plane concept and energy approach in multiaxial fatigue." *Materialprufung*, 47, 278-286.
- PALIN-LUC, T., SAINTIER, N. 2007. "Simulaton of the stress-strain gradient effect to design safe components against multiaxial fatigue." *Materialprufung*, 49, 370-377.
- PAPADOPOULOS, I. V., PANOSKALTSIS, V. P. 1994. "Gradient dependent multiaxial high cycle fatigue criterion." *In: SAC, Chromium steels; SCL, Low carbon steels; SCM, Medium carbon steels; SANCM, Nickel chromium molybdenum steels*, 1994 1, rue Paul Cezanne, Paris, 75008, France. *Societe Francaise de Metallurgie et de Materiaux*, 461-476.
- PAPADOPOULOS, I. V., PANOSKALTSIS, V. P. 1996. "Invariant formulation of a gradient dependent multiaxial high-cycle fatigue." *Panoskaltsis, V.P.: Engineering Fracture Mechanics*.
- PLUVINAGE, G. , ADIB, H. 2003 "Theoretical and numerical aspects of the volumetric approach for fatigue life prediction in notched components." *Int. J. Fatigue*, vol. 25 no. 1, pages 67–76, Jan.
- POMMIER, S., GRAVOUIL, A., MOES, N. COMBESCURE, A. 2009. "La simulation numérique de la propagation de s fissures" Ed Lavoisier
- POUBANNE, P. 1989. "Etude et modélisation du comportement mécanique d'un superalliage monocristallin pour aube de turbine." *Thèse de doctorat, Ecole Nationale Supérieure des Mines de Paris*.
- RABOTNOV, Y. N. 1969. Creep rupture. 12th Int. Congress of Applied Mechanics.

- RAVICHANDRAN, K. S. 1999. "Small fatigue cracks : Mechanics, mechanisms, and applications." RITCHIE, R. O. & MURAKAMI, Y. (eds.). Elsevier, Oxford, UK.
- REGER, M., REMY, L. 1988a "High temperature, low cycle fatigue of IN-100 superalloy I: Influence of temperature on the low cycle fatigue behaviour." *Materials Science and Engineering: A*, 101, 47-54.
- REGER, M., REMY, L. 1988b. "High temperature, low cycle fatigue of IN-100 superalloy II: Influence of frequency and environment at high temperatures." *Materials Science and Engineering: A*, 101, 55-63.
- REMY, L., 1992. « Oxidation effect in high temperature creep and fatigue of engineering alloys. In Magnin, T. et Gras, J. M., éditeurs : *Corrosion-deformation interactions*, pages 425-459, Fontainebleau, France. Les Editions de Physique.
- REMY, L. 1984 "Cyclic deformation and crack initiation processes. In: Fatigue84. Beevers CJ, editor. Proceedings of the second international conference on fatigue and fatigue thresholds, vol. I. Birmingham, 3-7 September, London:EMAS p. 15-30.
- REMY, L., SKELTON, P. 1992, " Damage assessment of components experiencing thermal transients. In: Larsson LH, editor. High temperature structural design ESIS 12. London : Mechanical Engineering Publications;. p. 283-315.
- REMY L. 2003, "Thermal-mechanical fatigue (including thermal shock)." *Comprehensive Structural Integrity*. In: Milne I, Ritchie RO, Karimhaloo B, editors. Elsevier5, Creep and high-temperature failure, ed. A. Saxena; p. 113-99.
- REMY, L, ALAM, A., HADDAR, N., KÖSTER, A., MARCHAL N. 2007 "Growth of small cracks and prediction of lifetime in high-temperature alloys." *Mater Sci Eng:A*;468 470:40-50.
- REUCHET, J., RÉMY, L. 1983 "Fatigue oxidation interaction in a superalloy." Application to life prediction in high temperature low cycle fatigue." *Met Trans A*;14 A: 141-9.
- REVUZ, N. 2010. " Etude de l'endommagement d'un superalliage monocristallin à base de nickel induit par microperçage laser percussif" *Thèse de doctorat, Ecole Nationale Supérieure des Mines de Paris*.
- REZAI-ARIA, F., 1986. "Fatigue thermique et fatigue anisotherme d'un superalliage à base de cobalt. Etude métallographique de l'endommagement et modélisation." *Doctorat d'état, Université Paris-Sud*.
- REZAI-ARIA F., BLUMM M., MEYER-OLBERSLEBEN F., ENGLER-PINTO, C.C., 2007 "Crack initiation and propagation of some nickel base superalloys : Effect of material anisotropy and test conditions." Paris, *Proceedings of SOCRAX Workshop : Deformation and Fracture in nickel-base superalloys at elevated temperatures : testing, modelling and applications*.

- REZAI-ARIA, F. et REMY, L., 1989. « An oxidation fatigue interaction damage model for thermal fatigue crack growth. » *Engineering Fracture Mechanics*, 34(2):283–294.
- RIDER RJ, HARVEY SJ, CAHNDLER HD, 1995, "Fatigue and ratcheting interactions" *Inter J of Fatigue* 17; 507 - 511
- RITCHIE, R. O. 1986. "Small Fatigue Cracks." LANKFORD, J. (ed.). *Metallurgical Society*, Warrendale, PA.
- RITCHIE, R. O., BATHE, H. J. 1979. "On the calibration of the electrical potential technique for monitoring crack growth using finite element methods." *International Journal of Fracture*.
- RITCHIE, R. O., LANKFORD, J. 1986. "Small Fatigue Cracks: a Statement of the Problem and Potential Solutions." *Mater.Sci.Eng*, 84, 11-16.
- SAANOUNI, K. ABDUL-LATIF,A. 1996."Micromechanical modeling of low cycle fatigue under complex loadings. I Theoretical formulation." *International Journal of Plasticity*, Vol 12, Pages 1111-1121.
- SOLOMON, H.D., COFFIN, J.R. LF. 1973 "Effect of frequency and environment on fatigue crack growth in A286 at 1100 F." *Fatigue at elevated temperatures*, ASTM STP 520, Philadelphia : American Society of Testing and Materials; p. 112–21.
- SHAH, D., DUHL, D. N. 1984. "The effect of the orientation, temperature and gamma prime size on the yield strenght of a single cystal nickel based superalloy." *Superalloys 1984* ed. In Gell M. et Korto- vich C. S.
- SIMS, C. T., STOLOFF, N. S. et HAGEL, W. C., éditeurs (1987). *Superalloys II*. Wiley, New-York.
- SKELTON, RP. 1991 « Energy criterion for high temperature low cycle fatigue. » *Mat Sci Technol* Vol 7 Page 427-429
- SKELTON, RP. 1982 « Growth of short cracks during high strain fatigue and thermal fatigue and thermal cycling. » In AmzallagC, Leis BN, Rabbe P, editors. *Low cycle fatigue and life prediction*, ASTM STP 770 Philadelphia : American Society for Testing and Materials
- SKELTON RP. 1988 "Application of small specimen crack growth to engineering components at high temperature": a review. In: Solomon H.D, Halford G.R., Kaisand L.R., Leis BN, editors. *Low cycle fatigue and life prediction*, ASTM STP 942. Philadelphia: American Society for Testing and Materials; . p. 209–35.
- SMITH, K.N, WATSON,P., TOPPER, T.M. 1970 "A stress strain function for the fatigue of metals." *J. Mater*, 1970 ; 4:767–78.

- SONIAK, F. 1989. "Fissuration en fatigue d'un superalliage de la métallurgie des poudres. L'astroloy : Influence de la longueur de fissure et de la température." *These, Ecole Nationale Supérieure des Mines de Paris*.
- SONSINO, C. M., KAUFMANN, H. & GRUBLSIC, V. 1997. "Transferability of material data for the example of a randomly loaded forged truck stub axle." *SAE Transactions: Journal of Materials & Manufacturing (USA)*, 106, 649-670.
- SURESH, S. 1984. "The propagation of short fatigue cracks." RITCHIE, R. O. (ed.). *Int. Metals. Rev.*
- SURESH, S., RITCHIE, R. O. 1982. "A Geometric Model for Fatigue Crack Closure Induced by Fracture Surface Roughness." *Metall. Trans A*, 13A, 1627-1631.
- TAYLOR, D., KASIRL, S. 2008. "A comparison of critical distance methods for fracture prediction." *International Journal of Mechanical Sciences*, 50, 1075-1081.
- TOMKINS, B. 1968 "Fatigue crack propagation – an analysis." *Phil Mag* ;18(155): 1041–66.
- THIEULOT-LAURE, E., POMMIER, S. & FRÉCHINET, S. 2007. "A multiaxial fatigue failure criterion considering the effects of the defects." *Fatigue Damage of Structural Materials VI, The Sixth International Conference on Fatigue Damage of Structural Materials*, 29, 1996-2004.
- VASSEUR, E. (1993). "Fatigue anisotherme et microstructures de superal liages colonnaires." *Thèse de doctorat, Ecole Nationale Supérieure des Mines de Paris*.
- VERSNYDER, F. L. 1982. « Superalloy Technology Today and Tomorrow. Proceedings of a conference held in liege held "High Temperature Alloys for Gas Turbines » Edited by Brunetaud et al., D. Reidel Publishing Company, pp. 1 - 49.
- VERSNYDER, F.L, GUARD, R.W, 1960 « Directional Grain Structures for High Temperature Strength.» *Trans. American Society for Metals*, Vol 52, pp 485-493
- SMITH, K.N., WATSON, P., TOPPER, T.M., 1970 "A stress strain function for fatigue of metals" *J. Mater* 4: 767 - 778
- WEIBULL J., 1951, *Applied Mechanics*
- WILLIAMS, M. L. 1957. "On the stress distribution at the base of a stationary crack." *J. Appl. Mech.*
- WRIGGERS, P. 1996, « Finite element methods for contact problems with friction ». *Tribology International* Vol 29. Issue 8. Page 651-658

Amorçage et micro-propagation de fissure en fatigue à haute température à partir de défauts dans un superalliage monocristallin

RESUME :

Les aubes de turbine haute pression des turboréacteurs sont des composants soumis à des chargement thermomécanique sévères. Ces aubes sont maintenant réalisées en superalliage monocristallin à base nickel car ce matériau possède d'excellentes propriétés à haute température. Le procédé de fabrication de ces aubes monocristalline entraîne des défauts et notamment des pores localisés dans les espaces inter-dendritiques. Sous l'action de sollicitation cyclique, des microfissures se forment sur ces défauts, donnant naissance à une fissure principale pouvant conduire à la rupture de la pièce.

L'objet de cette thèse est d'étudier l'amorçage et la micro-propagation de fissure sur défaut. Une étude expérimentale a été menée sur des éprouvettes tubulaires contenant une entaille assimilée à un pore. Nous avons montré que la viscoplasticité et l'activation de l'oxydation induisaient un comportement de type fissure courte. Une analyse numérique par éléments finis sur des maillages d'éprouvettes entaillées a montré l'importance de la plasticité générée par le défaut sur la vitesse de propagation des fissures courtes. Puis nous avons établi un modèle de micro-propagation de fissure permettant d'estimer la vitesse de propagation de fissure s'amorçant sur une entaille. Ce modèle rend compte de la plasticité locale due à l'entaille et de la fragilisation en pointe de fissure par l'oxydation.

Le modèle développé ouvre des perspectives prometteuses sur la prédiction de la durée de vie à l'amorçage sur pore de fonderie.

Mots clés : Monocristal, Superalliage, fatigue, oxydation, pores, modèle de micro-propagation de fissure.

Crack initiation and microcrack growth on casting defect in fatigue at high temperature in single crystal superalloy

ABSTRACT :

High pressure turbine blades in aerojet engines are component that undergo severe thermo-mechanical loading condition. These blades are now made of single crystal nickel base superalloy because of its very high mechanical properties at high temperature. The directional solidification process generates casting defects as pores located in inter-dendritic spaces. With cycling loading, micro-crack can initiate and propagate to conduct to the ruin of the structure. The aim of this study is the initiation and micro-propagation of crack on defect.

An experimental study has been carried on tubular notched specimen. These experimental results have shown that the visco-plasticity and the activation of oxidation conduct to short crack behaviour. A finite element analysis on tubular notch specimen mesh has shown the importance of plasticity generated by the defect on the short crack propagation. Then, a micro-propagation model has been developed to estimate the crack growth rate near the notch root. The model takes into account the local plasticity due to the notch and also the embrittlement at the crack tip by the oxidation.

This model is promising for the improvement of life prediction of crack initiation on casting pores.

Keywords : Single crystal, superalloy, fatigue, oxidation, pores, crack micro-propagation model.